Über Sprödigkeit, Plastizität und die Gleitelemente des α-Eisens und die Bedingtheit der Gleitflächen

---

Von der
Technischen Hochschule zu Breslau
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

Dissertation

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Hans-Georg Sossinka
aus Straßburg i. Els.

Berichterstatter:
Professor Dr. phil. F. Sauerwald

Mitberichterstatter:
Professor Dr. phil. K. Spangenberg

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 1933

Spezialbetrieb für Dissertationsdruck von Robert Noske in Borna-Leipzig

A. Über Sprödigkeit, Plastizität und Gleitelemente der Einkristalle des α-Eisens.

Die Untersuchungen über das Verhalten der Eisen-Einkristalle bei mechanischer Beanspruchung sind besonders zahlreich, und der Grund hierfür dürfte der sein, daß abgesehen von dem allgemeinen Interesse an dem wichtigsten Nutzmetall, das α-Eisen den anderen Metallen gegenüber Besonderheiten aufzuweisen scheint. Die folgenden Untersuchungen sollen zur Klärung einiger Fragen mit beitragen, die die Eigenschaften der Einkristalle des α-Eisens betreffen.

Material und Herstellung der Einkristalle.

Als Ausgangsmaterial wurde Kruppsches Weicheisen der Marken SWW und WW verwendet. Von ersterem lag keine Analyse vor, das Weicheisen WW hatte folgende Ausgangsanalyse: C = 0,03%; Si = 0,03%; Mn = 0,07%; P = 0,01%; S = 0,01%. Aus den 3 bis 4 mm starken Blechtafeln wurden Streifen von 20×200 mm² geschnitten, diese auf 0,1 mm genau parallel gehobelt und im nassen H_2-Strom 48 Stunden hindurch bei 950° ausgeglüht und entkohlt. Nach der Abkühlung im Ofen erfolgte die kritische Reckung um 3,45% bleibende Dehnung und anschließend die Rekristallisation. Diese wurde im trockenen H_2-Strom durchgeführt, die Temperatur von $882° \pm 2°$ wurde nach 1½-stündigem Anheizen 72 Stunden hindurch gehalten. Die dünne, feinkörnige Schicht an der Oberfläche der Stäbe wurde durch kurzes Ätzen mit einer Mischung von 90% konzentrierter Salpetersäure und 10% konzentrierter Salzsäure entfernt. Die Größe der Einkristalle, die eine Länge von 15 bis 30 mm hatten und meist den ganzen Querschnitt ausfüllten, war von dem genauen Einhalten des kritischen Reckgrades abhängig. Bei der Erzeugung von Einkristallen aus Elektrolyteisen von Heraeus, die zu den unter III geschilderten Versuchen verwendet wurden, war nur ein ungefähres Einhalten des kritischen Reckgrades nötig, um Einkristalle zu erhalten, die fast die gesamte Länge des Stabes einnahmen. Die Behandlung dieses Materials war außer einer kürzeren Glühdauer die gleiche, wie die vorher beschriebene.

I. Sprödigkeit und Plastizität bei tiefen Temperaturen.

Das Verhalten der Eisen-Einkristalle bei Zugbeanspruchung im Gebiet tiefer Temperaturen wurde schon mehrfach untersucht[1] [2] [3]. Zunächst wurde festgestellt, daß, wenn spröder Bruch eintrat, dieser regelmäßig durch Spaltung nach der Würfelfläche erfolgte, die gleiche Spaltung, die zuerst von O. Mügge[4] bei Raumtemperatur an einem „weichen Eisen", das allerdings abnormal spröde gewesen zu sein scheint, festgestellt wurde. Der gesamte Temperaturbereich unter Raumtemperatur konnte dann in Bereiche unterteilt werden, in denen einerseits Bruch durch Spaltung vorlag, andererseits plastische Verformung und Bruch unter Ausbildung einer Fließschneide erfolgte. Im folgenden soll die Erstreckung dieser Temperaturbereiche weiter verfolgt und die Faktoren, die das verschiedene Verhalten bedingen, näher untersucht werden.

Die Zerreißversuche wurden in der gleichen Weise, wie in der Arbeit von Krämer beschrieben, durchgeführt. Die Einkühlung der eingespannten Stäbe erfolgte in einem von flüssiger Luft umgebenen Petrolätherbad. Die Zerreißstäbe waren, um einen Bruch an der gewünschten Stelle zu erreichen, ungefähr im Mittelteil in der Länge des dort vorhandenen Einkristalls auf ein Drittel ihrer vorherigen Breite vermindert durch vorsichtiges Aussägen von Seitenteilen mit der Laubsäge. Die Schnittflächen wurden sorgfältig nachgefeilt, um einen gleichmäßigen Querschnitt zu erhalten und Kerbwirkungen auszuschließen.

Die Orientierung der Einkristalle wurde, in erster Linie bei denen mit Fließschneidenbildung, durch Laue-Diagramme und deren Auswertung nach dem Verfahren von B. Schmidt[5] bestimmt. Angestrahlt wurden hierbei die ungestörten Kanten der ausgesägten Seitenteile des jeweiligen Kristalls, die an einem Goniometer befestigt waren, das in der Universalkamera von F. Ebert angebracht wurde. Zu den Aufnahmen wurde eine Ganzmetall-Hadding-Röhre mit Wolfram-Antikathode verwendet; die Belichtungsdauer betrug bei 40 mA und 50 kV eff. ungefähr 2 Stunden. Die Orientierung der spröde gebrochenen Kristalle konnte durch Vermessung ihrer Würfelflächen und der darauf sichtbaren Spuren von feinen Zwillingslamellen (s. Teil II) festgestellt werden. Der Vergleich der röntgenometrisch und goniometrisch gewonnenen Orientierungen von gleichen Kristallen zeigte eine gute Übereinstimmung; die Abweichungen voneinander betrugen nicht über 1°.

Alle Ergebnisse und ein Teil der früheren, letztere mit Kr. (Krämer) bezeichnet, sind in den Tabellen 1 u. 2 nach ihren Brucharten zusammengestellt. Aus dieser Zusammenfassung ist ersichtlich, daß in einem gewissen Temperaturbereich sowohl Spaltbrüche als auch Verformungsbrüche auftreten können.

---

[1] F. Sauerwald u. K. A. Pohle, Zs. f. Phys. 56, 576, 1929.
[2] F. Sauerwald, B. Schmidt u. H. Diemental, ebenda 61, 153, 1930.
[3] F. Sauerwald, B. Schmidt u. G. Krämer, ebenda 67, 179, 1931.
[4] O. Mügge, Jahrb. d. Mineralogie 1889 II S. 63.
[5] B. Schmidt, Zs. f. Phys. 58, 577, 1929.

Dieser Bereich ergibt sich für SWW-Material von -98^0 bis -113^0, bei einem Kristall aus WW-Eisen trat noch Bruch unter Fließschneidenbildung bei -136^0 auf.

Die Tatsache, daß innerhalb eines verhältnismäßig kleinen Temperaturbereiches beide Brucharten auftreten, läßt als erstes einen Zusammenhang mit der Orientierung der Kristalle vermuten. Die Ausgangslagen der untersuchten Kristalle zur Zugrichtung sind in einem Fundamentaldreieck angegeben (Abb. 1).

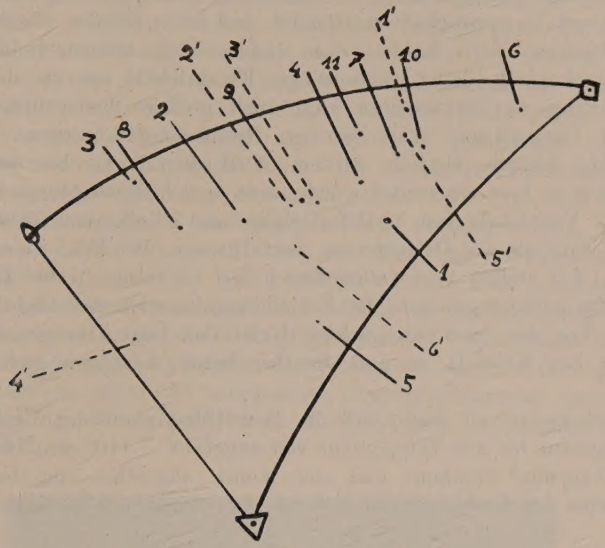


Abb. 1.

Die Spaltbrüche sind durch ausgezogene Linien, die Verformungsbrüche durch gestrichelte Linien mit den jeweiligen Nummern der Kristalle gekennzeichnet. Hier zeigt sich nun, daß beide Brucharten sich ziemlich gleichmäßig über alle Orientierungen verteilen.

Dieses könnte man folgendermaßen erklären. Die Spaltfestigkeit ist nach den vorliegenden Ergebnissen gering von der Temperatur abhängig, weit stärker dürfte die Fließgrenze eine Abhängigkeit von der Temperatur aufweisen. Die Kurven, die beide Größen in Abhängigkeit von der Temperatur darstellen, können sich überschneiden und für diejenigen Kristalle, die weit in den Gebieten des Sprödigkeits- oder Verformungsbruches liegen, würde ein Einfluß der Orientierung nicht ersichtlich sein, wenn die Differenz zwischen Spaltfestigkeit und Fließgrenze bedeutend ist. Wie aber aus der Zusammenstellung der Orientierungen ersichtlich ist, liegt kein erkennbarer Zusammenhang zwischen

Spalt- und Verformungsbruch einerseits und Orientierung andererseits innerhalb des kleinen kritischen Temperaturbereiches vor, einige Kristalle fast gleicher Orientierung weisen sogar praktisch gleiche Temperaturen auf.

Daß der Einfluß der Orientierung hier nicht zum Ausdruck kommt, kann seine Ursache in Nebenumständen haben, denen eine ebenso große Rolle wie die der Orientierung zukommt. Einmal würde der Einfluß der Orientierung verdeckt, wenn, wie es beim polykristallinen Material gefunden wurde, das Formänderungsvermögen bei einer scharf definierten Temperatur sich sprunghaft ändert, so daß die Überschneidung von Spaltfestigkeit und Schubfestigkeit ebenfalls sprunghaft stattfindet, und beide Größen überhaupt immer sehr verschiedene Werte haben. Zum andern Male können Fehler der Kristalle, mikroskopisch kleine eingesprengte Kristallteile, wie sie in jedem Kristall beobachtet werden konnten, und auch größere Kristallite den Spaltbruch sehr begünstigen. Auch geringe Biegebeanspruchungen während des Zugversuches können ähnlich wirken. Außerdem kann bei verschiedenem Material, wie es hier verwendet wurde, eine verschiedene Menge der Beimengungen das Verhältnis von Spaltfestigkeit und Fließgrenze verschieben und damit den Einfluß der Orientierung beeinflussen. W. Fahrenhorst und E. Schmid[6]) stellen Verformungsbruch fest im Gebiet tiefer Temperaturen bei Kristallorientierungen nahe der Verbindungslinie Flächendiagonale—Raumdiagonale. Von den hier untersuchten Kristallen liegt aber gerade in diesem Gebiet nur ein Kristall, so daß darüber keine Aussagen gemacht werden können.

Bemerkenswert ist noch, daß die Zerreißfestigkeit der Einkristalle von Raumtemperatur bis zur Temperatur von ungefähr -110^0 von 16—20 kg/mm² auf 25—30 kg/mm² zunimmt und sich somit, abgesehen von den geringeren Absolutwerten der Festigkeit, ähnlich wie das polykristalline Material verhält.

II. Mechanische Zwillingsbildung bei tiefen Temperaturen.

Auf der Breitseite der im Querschnitt rechteckigen, spröde gebrochenen Einkristalle sind bei genauer Betrachtung schon ohne Vergrößerung immer ein oder mehrere sich kreuzende Scharen paralleler Linien zu sehen, die während des Zugversuches unter lautem Krachen entstehen. Ebensolche ausgeprägt gerade Linien sind auf den Spaltflächen zu beobachten, und vorwiegend stehen sie in diesem Fall senkrecht zueinander. Zweifellos handelt es sich hier um Spuren von Gleitflächen — ob diese Translations- oder Schiebungsebenen sind, wird später untersucht werden —, die wie folgt ermittelt wurden.

Da an der Kante, die von der Breitseite und Spaltebene eines Kristalles gebildet wird, die Zugehörigkeit je zweier Geraden zu einer Ebene nicht erkannt werden konnte, wurde durch je zwei Geraden bzw. durch je zwei Spurrichtungen der benachbarten Kristallflächen eine Ebene gelegt und deren Indizierung ermittelt. Wenn sämtliche Spuren, wie zu erwarten ist, durch gleich-

[6]) Zs. f. Phys. 78, 383, 1932.

indizierte Ebenen erzeugt wurden, so muß im günstigsten Fall die Hälfte aller Kombinationen von je zwei Geraden gleichindizierte Ebenen ergeben, zumindest aber müssen mehrere Ebenen gleiche Indizierung und voraussichtlich eine niedere aufweisen, während alle anderen Kombinationen voneinander verschiedene Ebenen ergeben werden.

Die Richtungen der geraden Linien wurden an Aufnahmen von ungefähr zehnfacher Vergrößerung gemessen, als Bezugsrichtung wurde die Längsachse des Kristalls gewählt, die Lage der Spaltebenen zur Breitseite des Kristalls wurde mit einem Anlegegoniometer bestimmt. Die Ermittlung der Gleitflächen wurde mittels der stereographischen Projektion durchgeführt. In die Orientierung des Kristalls, dessen Breitseite die Bildebene ist, werden die Richtungen der Gleitspuren beider benachbarten Kristallflächen als Geraden eingezeichnet, durch jede Gerade einer Fläche werden Ebenen durch sämtliche Geraden der anderen Fläche gelegt und die Pole der Ebenen aller Kombinationen eingezeichnet. In den Tabellen 3 bis 7 sind die Ergebnisse von fünf Kristallen zusammengestellt. Aus diesen geht eindeutig hervor, daß die Spuren auf den Kristallflächen durch Gleitung auf $\{112\}$ erzeugt wurden.

Eine weitere Bestätigung ist durch die Lage der Gleitspuren auf der Spaltebene gegeben, die parallel [011] und [012] sind. Die Lage der Spuren auf der Spaltebene wurde zum einen Mal mittels der Schlagfiguren ermittelt. Bekanntlich liegt das Kreuz der Schlagfigur auf der Würfelfläche des Eisens diagonal in derselben. Schlagfiguren, die durch einen leichten Schlag auf eine auf die Spaltfläche senkrecht aufgesetzte Grammophonnadel hervorgerufen wurden, zeigten das Kreuz parallel zu den senkrecht aufeinander stehenden Gleitspuren (Abb. 2).

Abb. 2. ×3,3

Anmerkung: Die Lichtbilder sind um ein Drittel gegenüber den Originalen verkleinert wiedergegeben.

Zum andern Male wurde parallel zur Spaltfläche ein 2 mm starkes Plättchen abgesägt und dieses in flüssiger Luft zerbrochen. Die so entstandene Würfelkante stand genau 45° geneigt zu den aufeinander senkrechten Gleitspuren. Die Lage der nicht so häufigen anderen Gleitspuren auf der Spaltebene wurde durch Messung ihrer Winkel zu den Flächendiagonalen ermittelt (Abb. 3).

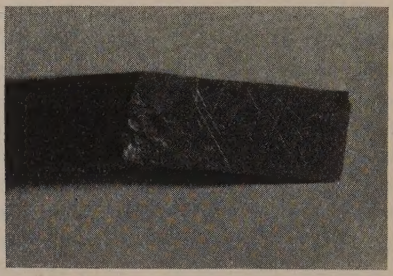


Abb. 3. ×2

Auch ohne die Spuren auf der Spaltebene konnten die gleichen Gleitflächen ermittelt werden. Wenn nämlich auf den Schmalseiten des Kristalls die durch das Bearbeiten verformte Schicht vor dem Zerreißversuch abgeätzt wurde, so traten auf diesen Flächen ebenfalls Gleitspuren auf, die mit denen auf der Breitseite kombiniert, wieder {112} als Gleitfläche ergaben. Nur war in diesen Fällen die Richtungsbestimmung auf den Schmalseiten schwieriger, da die Flächen nicht immer ganz plan gearbeitet oder durch das starke Abätzen uneben waren und daher größere Ungenauigkeiten auftraten. Der Fehler des Endresultates wurde allgemein auf $\pm 2^0$ festgelegt durch Addierung der Einzelfehler, die bei der Orientierungsbestimmung maximal $\pm 0{,}5^0$ und bei den Richtungsbestimmungen $\pm 1{,}5^0$ betrugen, wie mehrfaches Messen an verschiedenen Abzügen gleicher Aufnahmen ergab.

Um den Charakter der beobachteten Gleiterscheinung zu ermitteln, mußten die Spuren unter stärkeren Vergrößerungen betrachtet werden; bei der Beobachtung ohne oder nur mit zehnfacher Vergrößerung fiel lediglich die Geradlinigkeit und das starke Reflektieren der „Linien" auf. Sämtliche Linien erwiesen sich bei Vergrößerungen von ungefähr 500fach an als Spalte, deren Tiefe sich durch Objektivverstellung von der scharfen Einstellung auf die obere Kante bis zur Scharfeinstellung auf den Grund dieser Spalte sich zu 5—8 μ abschätzen ließ. Die Oberflächen seitlich eines Spaltes lagen nun auch nicht mehr in einer Ebene, sondern wiesen einen Höhenunterschied von 2 μ auf. An einem Kristall, der Fließschneidenbildung zeigte, konnten außer den Spalten schmale Stufen eindeutig beobachtet werden (Abb. 4), die eine Höhendifferenz von 2—5 μ hatten, und da die Kristallflächen mit Papier 5/0 poliert waren, wurden infolge der Streifung durch das Polierpapier die Stufen

besonders gut sichtbar. Daß solche Stufen nur an einem Kristall beobachtet werden konnten, kann seinen Grund darin haben, daß die Oberfläche aller übrigen Kristalle nicht poliert und durch die Ätzung doch so stark aufgerauht waren, daß die schmalen Stufen nicht erkannt werden konnten. Durch die genannten Beobachtungen, speziell durch die Stufenbildung ist erwiesen, daß es sich bei der vorliegenden Verformung um die bekannte mechanische Zwillingsbildung des Eisens mit {112} als Zwillingsebene handelt. Die Spalte sind durch Einreißen längs der Absonderungsflächen der feinen Zwillingslamellen entstanden, wie es auch von W. Fahrenhorst und E. Schmid beobachtet wurde. Die Zwillingsbildung bei tiefer Temperatur ist also die gleiche, wie die von Mügge festgestellte bei Raumtemperatur. An sämtlichen spröde gebrochenen Kristallen konnte keine Translation weder durch Formänderung noch durch Translationsstreifung festgestellt werden.

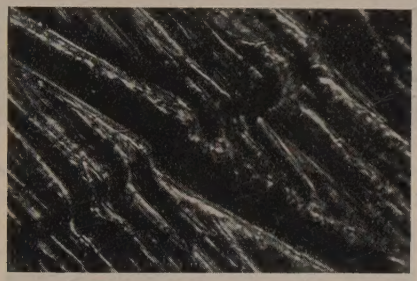


Abb. 4. ×466

III. Die Translationselemente des α-Eisens.

Gerade beim α-Eisen bestehen, im Gegensatz zu den anderen Metallen, noch große Unstimmigkeiten betreffs der Translationselemente. Die Translationsrichtung zwar wird übereinstimmend als t = [111] angegeben, in der Angabe der Translationsebene gehen die Angaben der Autoren aber stark auseinander. Taylor und Elam[7]) gehen sogar soweit, unter Beibehaltung von t = [111] ein Gleiten auf kristallographisch ausgezeichneten Ebenen auszuschalten und eine „Stäbchengleitung" anzunehmen, eine Annahme, die in dynamischer Hinsicht nicht haltbar ist und von Fahrenhorst und E. Schmid widerlegt wurde. In den folgenden Untersuchungen wird daher versucht, zur Behebung der Unklarheiten über die Translationsebene des α-Eisens mit beizutragen.

Das Material der Einkristalle, an denen die Versuche durchgeführt wurden, war Elektrolyteisen von Heraeus. Um Gleitlinien zu erhalten, wurden polierte Einkristalle geringen Zug- und Druckbeanspruchungen unterworfen.

[7]) G. I. Taylor u. C. F. Elam, Proc. Roy. Soc. London (A) 112, 337, 1926.

Es zeigte sich, daß bei ersteren während vorsichtiger Belastung fast plötzlich eine Trübung der Kristallflächen eintrat. Selbst bei starken Vergrößerungen konnten aber einzelne Gleitlinien nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Nach

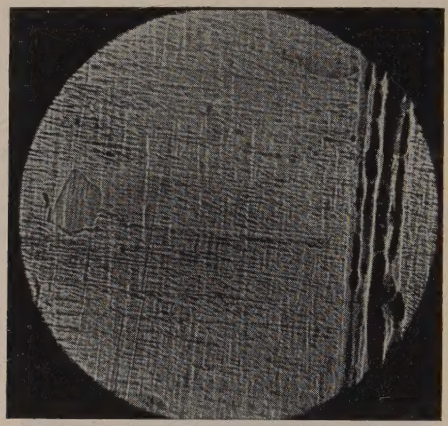


Abb. 5. ×16,6

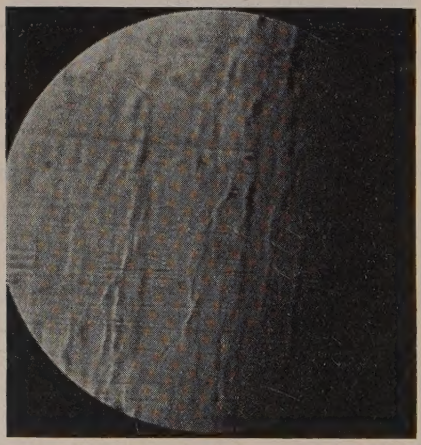


Abb. 6. ×283

leichten Druckbeanspruchungen dagegen waren bereits mit geringen Vergrößerungen Gleitlinien wahrzunehmen, und daher wurden die Einkristalle lediglich Druckbeanspruchungen zur Erzeugung von Gleitlinien unterworfen. Die Einkristalle waren rechtwinklige Prismen von ungefähr 3×12×17 mm³. Der

Druck von nur einigen Prozent Verformung wurde durch parallele Backen auf zwei sich gegenüberliegende parallele Schmalseiten des Kristalls ausgeübt. Die Schmalseiten und die Backen lagen nicht trocken aneinander, sondern waren geölt, um auch an den Enden des Kristalls ungestörte Gleitung zu erreichen. Eine Breitseite und eine benachbarte Schmalseite, und zwar eine der senkrechten zu den an den Backen anliegenden Schmalseiten, waren poliert. Die beiden Abbildungen 5 u. 6 zeigen eine Fläche eines gedrückten Einkristalles bei schwächerer und stärkerer Vergrößerung. Es tritt nur selten ein System von Gleitlinien auf, und dies nur auf derjenigen Begrenzungsfläche des Kristalls, die zufällig parallel der Translationsrichtung ist. Meistens sind daher Gleitlinien mehrerer Systeme zu sehen, die sich scheinbar in der Weise ausbilden, daß nur kurze Stücke eines Systems ununterbrochen funktionieren. Wenn man nur bei schwacher Vergrößerung beobachtet, kann leicht der Fehler unterlaufen, die mittlere Richtung der kurzen aneinanderliegenden Stücke mehrerer Spuren als Spur einer Gleitfläche anzusehen. Man muß deshalb erst bei starker Vergrößerung prüfen, ob bzw. welche Stufen verschiedener Gleitflächen vorliegen; ebenso kann man bei starker Vergrößerung ohne Schwierigkeiten Reste von Schleifkratzern von Gleitlinien unterscheiden. Die schwache Vergrößerung kann man benutzen, um die Richtung der Stufen genauer zu bestimmen infolge des größeren Gesichtsfeldes und der größeren Anzahl der darinliegenden Stufen. Unabhängig voneinander ausgeführte Messungen an verschiedenen Abzügen des gleichen Bildes ergeben einen größten Fehler dieser Winkelablesungen von 2°. Als Bezugsrichtungen wurden entweder Kanten des Kristalls oder eingeritzte Markierungslinien benutzt.

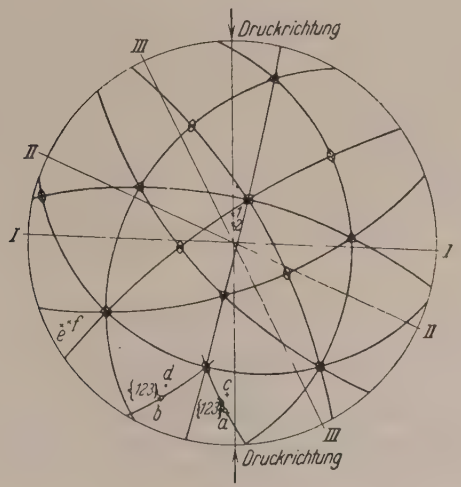


Abb. 7.

Die Ermittlung der Gleitebenen erfolgte nach der gleichen Methode, nach der die Zwillingebenen bestimmt wurden. In Abb. 7 ist die Durchführung der Gleitebenenermittlung an einem Kristall in stereographischer Projektion wiedergegeben. Auf der Breitseite des Kristalls, hier die Bildebene, sind drei Richtungen (I, II, III) festgestellt, auf der Schmalseite, die parallel der Druckrichtung und in diesem Fall genau senkrecht zur Breitseite steht, wurden zwei Richtungen gemessen (1, 2). Die Flächenpole der sechs Ebenen, die sich aus den Kombinationen von je zwei dieser Gleitspurrichtungen ergeben, sind in der Skizze mit den Buchstaben a—f bezeichnet. Man sieht, daß nur die Kombinationen a, I mit 2, und die Kombination b, II mit 2 einfach indizierten Flächen, und zwar solche auf der [111]-Zone repräsentieren. Es handelt sich hier um die {123}-Ebenen. Die Resultate von gleichen Untersuchungen an vier Kristallen sind in den Tabellen 8—11 zusammengestellt. Die Lage der Druckrichtungen zu den Kristallen ist durch folgende Winkel gegeben:

R_1:	gegen	{001}	37°,	gegen	{011}	28°
R_2:	„	„	35°,	„	„	12°
R_3:	„	„	25°,	„	„	24°
R_4:	„	„	23°,	„	„	32°

Für das Endresultat wurde als größter Fehler ein solcher von 4—5° als zulässig bestimmt. Im Gegensatz zu den Auswertungen der Schiebungsebenen ergibt bei der Bestimmung der Translationsflächen nicht immer die Hälfte der Kombinationen das Endergebnis. Dies kann seine Gründe darin haben, daß sowohl die Spuren einer Gleitfläche nicht immer auf beiden Seiten des Kristalls hervortreten, als auch manchmal in den Stufen scheinbar auftretende Richtungen zu Unrecht als Gleitlinien angesprochen werden.

Wie aus den Tabellen hervorgeht, ist {123} als Gleitebene des Eisens anzusprechen. Dies Resultat stimmt auch mit dem von W. Fahrenhorst und E. Schmid auf anderem Wege gefundenen überein. Die Angabe von {110} oder {112} als Translationsebenen[8]) könnten so erklärt werden, daß, da diese Ebenen immer symmetrisch benachbart von je zwei {123}-Ebenen sind, das Erscheinen der Spuren der oben genannten Ebenen durch Translation von zwei {123}-Ebenen in sehr kleinen Stufen vorgetäuscht werden kann. Umgekehrt liegen die genannten Flächen zu {123} auf der gleichen Zone nicht symmetrisch.

Zusammenfassung.

1. Der Bereich des spröden Bruches nach der Würfelfläche erstreckt sich bei Einkristallen von α-Eisen nach den jetzigen Versuchen von tiefen Temperaturen bis −98°, der des Verformungsbruches von höheren Temperaturen bis −136°, so daß sich beide Bereiche überdecken. In dem Bereich der Überdeckung konnte der Ausfall des Bruches nicht durch die Orientierung erklärt

[8]) z. B. H. Gough, Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 498, 1928.

werden; Nebenumständen des Gefüges und der Spannungsverteilung, wie Beimengungen dürfte eine ebensolche Rolle wie der Orientierung zukommen.

2. Bei tiefen Temperaturen tritt bei Zugbeanspruchung von α-Eisen-Einkristallen mechanische Zwillingsbildung mit {112} als Zwillingsebene auf.

3. Bei Raumtemperatur und Druckbeanspruchung wurde {123} als Translationsebene des α-Eisens ermittelt. Dieses Ergebnis ist deshalb von größerer allgemeiner Bedeutung, weil diese Fläche nicht die dichtestbesetzte Fläche des Gitters ist und also nicht mehr die dichteste Besetzung als Kennzeichen für Gleitflächen angesehen werden kann.

B. Theoretische Untersuchungen über Translation und einfache Schiebung der regulär flächenzentrierten und raumzentrierten Atomgitter.

Einleitung. Die bei mechanischer Beanspruchung von Kristallen auftretenden Phänomene der Translation, einfachen Schiebung und Spaltung ließen durch ihre auffallenden, zweifellos gesetzmäßigen Erscheinungen weitere Aufschlüsse über den kristallographischen und physikalischen Aufbau der Kristalle vermuten.

Die Spaltflächen z. B. mit der diskontinuierlichen Struktur in Beziehung zu setzen versuchte bereits Bravais. Zwischen den Spaltflächen und den häufigsten Wachstumflächen besteht eine gewisse Übereinstimmung; beide sind Flächen mit einfachen rationalen Indices, und viele wichtigste Wachstumflächen sind relativ stark belastete Flächen. Diese Eigenschaft aber scheint für Spaltflächen zutreffend und ausschlaggebend zu sein. Denn je dichter eine Netzebene mit Massenteilchen besetzt ist, um so stärker können die einzelnen Atome dieser Ebene aufeinander einwirken, und somit steigt die Kohäsion in der Ebene selbst. Da aber nun der Abstand zweier Netzebenen der Besetzungsdichte direkt proportional ist[1]), besitzen die dichtestbesetzten Massenebenen den größten Abstand voneinander, also ist der Zusammenhang senkrecht zu ihnen am geringsten anzunehmen. Diese Eigenschaften sind es, die man speziell den Spaltflächen zuschreiben könnte, und Bravais ging in dieser Annahme so weit, mit Hilfe der Spaltflächen die stärkst belasteten Massenebenen zu ermitteln. Wie aber allein schon aus dem seither untersuchten, zahlreichen Material hervorgeht, ist diese Annahme, daß Besetzungsdichte und Netzebenenabstand allein über die Entstehung von Spaltflächen entscheiden, nicht zutreffend, und es sind ganz sicher weitere, noch nicht ermittelte Faktoren mit zu berücksichtigen[1]) [2]).

Die Beziehungen der Translationsflächen zur Struktur sind ebenfalls noch nicht geklärt und zeigen insofern eine Ähnlichkeit mit denen der Spaltflächen,

[1]) P. Niggli, Lehrbuch d. Mineralogie I, 2. Aufl. 1924.
[2]) Johnson, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, 1925.

als die Translationsebenen immer niedrig indiziert und ihnen somit ebenfalls große Besetzungsdichten zuzuschreiben sind. Indessen ist festgestellt, daß nicht immer, wie z. B. beim Eisen, die dichtestbesetzte Fläche die Gleitebene ist. Daraus ergibt sich zunächst die Forderung nach einer Untersuchung, welche andere Faktoren der Gittergeometrie bestimmend für die Eignung einer Fläche als Gleitfläche sein könnten. Sollten sich keine gittergeometrischen Beziehungen über die Natur der Gleitfläche ergeben, dann liegt offenbar die Notwendigkeit vor, die Frage der Bedingtheit des Gleitmechanismus auf ein ganz anderes Niveau zu stellen und die Atomphysik des Gitteraufbaus heranzuziehen.

Die folgende Untersuchung über die Translationsfähigkeit verschiedener Netzebenen im regulär flächen- und raumzentrierten Atomgitter versucht nun ersteres und ist fast ausschließlich gittergeometrischer Art.

I. Gittergeometrische Untersuchungen betreffs der Translationsfähigkeit von Massenebenen der kubisch raum- und flächenzentrierten Atomgitter.

Annahmen.

Eine für sämtliche folgenden Betrachtungen geltende Annahme ist die der vollkommen kugelförmigen Gestalt der Atome, die speziell bei diesem hochsymmetrischen Gittertyp berechtigt erscheint. Eine Bestätigung dieser Anschauung ist durch die Kristallchemie gegeben, die auf dem großen Arbeitsgebiet der metallischen Elemente und der Legierungsphasen mit der Vorstellung des Kristallbaues aus kugelförmigen Partikeln von bestimmtem Radius erfolgreich arbeitet[3]). Dabei versteht man unter Atomradius den Abstand vom Atommittelpunkt bis zum Berührungspunkt mit dem Nachbaratom; somit ist die Summe der Atomradien zweier benachbarter Atome gleich der kleinsten Entfernung der Atommittelpunkte im Gitter. Der dieser Art definierte Atomradius wird zum Unterschied vom „wahren" Atomradius als „scheinbarer" oder „effektiver" Atomradius bezeichnet und ist ein Maß für die Wirkungssphäre des Atoms[4]) [5]).

Weniger geklärt — speziell bei den Atomgittern der Metalle — ist noch die Frage, ob die Atome als starr oder kompressibel angenommen werden dürfen. Bei Ionengittern entspricht die Vorstellungsweise, Kristalle als Gebäude aus starren Ionenkugeln anzusehen, am besten solchen Kristallen, die Anionen von relativ kleinem Radius und niedriger Ladung, Kationen mit Kugelsymmetrie und relativ hoher Ladung aufweisen. Nach H. Grimm sind im metallischen Kristall die Atome vielleicht den Kationen im Ionengitter vergleichbar.

---

[3]) V. M. Goldschmidt, Fortschritte der Mineralogie, Kristallographie u. Petrographie Bd. 15, 1931, „Kristallchemie".

[4]) H. Grimm, Handbuch der Physik Bd. 24, 1927, „Atombau und Chemie".

[5]) R. Glocker, „Materialprüfung mit Röntgenstrahlen", 1927.

Um nicht durch Festlegung auf eine dieser Annahmen die Ergebnisse der geometrischen Untersuchung zu beeinträchtigen, wurden die angestellten Rechnungen über die beiden kubischen Translationsgitter einmal unter Zugrundelegung kompressibler, ein zweites Mal unter der vollkommen starrer Atome durchgeführt.

a) Annahme kompressibler Atome. Zur Beurteilung der Translationsfähigkeit verschiedener Netzebenen eines Gitters wird ein „Widerstandswert" aus noch zu besprechenden Faktoren gebildet, die bei einer auf den betreffenden Netzebenen gedachten Gleitung als maßgeblich angesehen werden können. Der Vorgang der Translation wird hierbei derart angenommen, daß ein Netzebenenpaket, aus mehreren Massenebenen bestehend, auf einem anderen gleitet.

Folgendes ist zum Betrag der Gleitung zu erwähnen.

Nach Mügge[6]) folgt, weil Translationsebenen und Translationsrichtung einfache Indizes haben, daß die einzelnen Deckschiebungen von sehr kleinem Betrag sind. Nähme man an, daß der Widerstand gegen die Translation mit der Entfernung der Partikel aus der Ruhelage abnimmt, so wäre die Translationsbewegung nur scheinbar eine gleichförmige, in Wirklichkeit vielmehr eine solche von sehr kurzer Periode, und die Bewegung erfolgte „quantenweise". Für jeden Kristall sei die Bewegung nach Weglänge, Richtung und bewegter Masse ein Multiplum kleiner Einheiten. Es würde jedesmal, wenn dieses Bewegungsquantum erreicht ist, ohne äußere Einwirkung eine weitere Bewegung nicht stattfinden. Dementsprechend ist auch bei den hier durchgeführten Untersuchungen als Betrag der Gleitung nur die Verschiebung um eine Identitätsperiode in der Gleitrichtung, also von einer „Ruhelage" in die nächste, dem Gitter entsprechende Lage angesehen.

Zunächst wurden für neun niedrig indizierte Netzebenen folgende Daten ermittelt: 1. der Netzebenenabstand d; 2. die Zahl, wie oft Netzebenen mit gleichem Index bis zur Deckung übereinandergelagert sind und dies dadurch gekennzeichnet, daß z. B. jede dritte Ebene sich deckt, d. h. die senkrechte Projektion der ersten auf die vierte Ebene mit dieser zusammenfällt; 3. der kleinste Atomzentrenabstand in einer Massenebene; 4. der kleinste Atomzentrenabstand zwischen zwei benachbarten, gleich indizierten Ebenen; 5. der Mindestabstand g, auf den der vorgenannte Abstand sich während einer gedachten Gleitung in einer gewählten Richtung vermindert; 6. die Besetzungsdichte. Sämtliche Zahlen, außer der Besetzungsdichte und den unter 2. erwähnten, sind auf der Würfelkante a der Elementarzelle bezogen, und es ist $a = 1$ gesetzt, so daß für eine Umrechnung in die wirklichen Größenverhältnisse nur die genannten Zahlen mit dem entsprechenden Gitterparameter zu multiplizieren sind.

Die verschiedenen Daten wurden wie folgt errechnet. Der Netzebenenabstand d eines Ebenentyps ergibt sich durch Einsetzen der Indizes der ersten,

[6]) O. Mügge, Handwörterbuch der Naturwissensch. 5, „Kristallphysik".

tatsächlich reflektierenden Netzebene in die allgemein gültige quadratische Form

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2}$$

oder, da $a = 1$ ist,

$$d = \sqrt{\frac{1}{h^2 + k^2 + l^2}}.$$

Beim kubisch flächenzentrierten Gitter sind erster Ordnung nur jene Ebenen, deren Indizes ungemischt sind, z. B. $\{113\}$; die übrigen sind zweiter Ordnung, und dementsprechend sind deren Indizes einzusetzen. Beim kubisch raumzentrierten Gitter sind die Ebenen erster Ordnung, deren Summe ihrer Indizes eine gerade Zahl ergibt; das sind die Netzebenen, die sowohl mit Eckpunkten als auch mit Raumpunkten besetzt sind, im Gegensatz zu den Ebenen zweiter Ordnung, die entweder nur Eckpunkte oder nur Raumpunkte erfassen.

Die Errechnung der Anzahl der Netzebenen, die zwischen zwei sich deckenden, identischen Ebenen liegen, geschieht durch Division des Identitätsabstandes auf der Flächennormalen durch den Netzebenenabstand. Der Identitätsabstand ist:

$$J = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$

allgemein für kubische Gitter. Ausnahmen machen [111] und [011] beim raumzentrierten bzw. flächenzentrierten Gitter, und zwar ist

$$J_f = \frac{1}{2} \cdot J$$

oder

$$J_{rz} = \frac{1}{2} \cdot J.$$

Setzt man bei der Division von J durch d letzteres in der Form

$$d = \frac{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{h^2 + k^2 + l^2}$$

ein, so erhält man das Resultat, die wievielte Ebene sich mit der ersten deckt, einfach als Summe der Quadrate der Indizes bei den Ebenen erster Ordnung und der doppelten Summe der Quadrate bei denen zweiter Ordnung.

Die kleinsten Atomzentrenabstände in einer Ebene, zwischen zwei Ebenen und der Mindestabstand, auf den letzterer sich durch eine angenommene Gleitung vermindert, wurden mittels der einfachen synthetischen Geometrie ermittelt unter Zuhilfenahme einfacher Zeichnungen und sinngemäßer Schnitte des entsprechenden Gitters.

Schließlich erfolgte die Ermittlung der Besetzungsdichte derart, daß die Anzahl der Atome für eine genau errechenbare Fläche der betreffenden Netzebene festgestellt wurde, bzw. der Anteil der Atome an dieser Fläche. Diese Flächen sind ausgedrückt durch a^2, und a, Kante der Elementarzelle, ist wieder gleich 1 gesetzt. Um eine gemeinsame Bezugsbasis für sämtliche Netzebenen zu haben, wurde die Anzahl der Atome der verschieden großen Flächen auf eine einheitliche von 10 a^2 umgerechnet. Endlich wurde die Zahl der Atome auf 10 a^2 der verschiedenen Netzebenen mit der Zahl der stärkst belasteten Ebene ins Verhältnis gesetzt, so daß die größte Besetzungsdichte 1 ist.

Sämtliche Daten für das flächen- und raumzentrierte kubische Gitter sind in den Tabellen 1a und 1b zusammengestellt.

Die gedachte Verschiebung der Gitterpakete gegeneinander wurde unter der Bedingung der Konstanz des Netzebenenabstandes während der Verschiebung durchgeführt, d. h. die Deformierung der den verschiedenen Netzebenen angehörenden Atome wird nicht die gleiche sein. Als Gleitrichtung wurden für jeden Ebenentyp einmal die stärkst besetzte Gerade dieser Ebene und zum andern Male eine schwächer besetzte Gerade gewählt. Als Maß für die Größe der Deformation kann die Differenz des kleinsten Atomzentrenabstandes zwischen zwei gleichindizierten Netzebenen mit dem durch das Gleiten entstehenden Mindestabstand g derselben Atome angesehen werden.

Aus den entsprechenden Werten der Tabellen 1a und 1b ist nun zu ersehen: 1. der Mindestabstand g zeigt die geringere Differenz gegenüber dem ursprünglichen Abstand, wenn die gedachte Gleitung auf einer Netzebene in Richtung der dichtestbesetzten Geraden derselben Ebene erfolgt; 2. die Abstandsverminderung hat ihr Minimum bei der Gleitung in Richtung der dichtestbesetzten Gittergeraden des Gitters überhaupt, und somit haben 3. sämtliche Netzebenen, die die dichtestbesetzte Gittergerade enthalten oder sämtliche Ebenen der Zone dieser Geraden den gleichen und kleinsten Mindestabstand, wenn die Gleitung in Richtung dieser Geraden angenommen wird. Beim kubisch flächenzentrierten Gitter ist die stärkstbesetzte Gerade die Flächendiagonale, beim kubisch raumzentrierten Gitter ist es die Raumdiagonale der Elementarzelle. Es wären demnach die für eine Gleitung günstigsten Ebenen unter den Ebenen der [011]-Zone bzw. der [111]-Zone zu suchen.

Die Richtung der Gleitung wird allgemein parallel einer Gittergeraden und somit als geradlinig betrachtet. Dementsprechend sind auch hier die Verschiebungen der Gitterpakete vorgenommen. Eine genauere Betrachtung des Gitters bezüglich der Gleitrichtung zeigt aber, daß eine zweite Möglichkeit nicht unwahrscheinlich erscheint. Denkt man eine Kraft parallel einer Gittergeraden auf das zu verschiebende Gitterpaket wirkend, so muß das Paket sich nicht unbedingt geradlinig verschieben, sondern dem Prinzip des kleinsten Zwanges folgend, kann sein Weg aus zwei oder mehreren Richtungen sich zusammensetzen. Eine solche „Zickzack"-bewegung, aus zwei Richtungen bestehend, ist bei der hier behandelten Annahme der Konstanz der Netzebenenabstände während der Gleitung beim regulär flächenzentrierten Gitter bei

{111} und beim raumzentrierten Gitter bei {011} festzustellen (Bl. 1 Fig. 1 und Fig. 2).

Auf Bl. 1 Fig. 1 sind drei {111} Ebenen des kubisch flächenzentrierten Gitters übereinanderliegend gezeichnet. Es deckt sich jede dritte Ebene, also die erste mit der vierten; die Bildebene fällt mit {111} zusammen. Bei einer Gleitung mit t = [011] würde das Atom A, das an die Stelle des Atoms B gelangen muß, durch das der darunterliegenden Ebene angehörende Atom M stark behindert werden, was auch aus der starken Verminderung des ursprünglichen Atomzentrenabstandes (AM) von 0,7071 auf den Mindestabstand g = 0,6124 (s. Tab. 1 b) zahlenmäßig hervorgeht. Aus der Zeichnung aber schon ersieht man, daß der, wenn auch etwas längere, so doch wahrscheinlich „bequemere" Weg für A nach B der über B′ ist, d. h. die Bahn zwischen den darunterliegenden Atomen M und N einerseits und M und O andererseits. Der Mindestabstand g ist hier auch tatsächlich 0,677 gegenüber dem vorher ermittelten von 0,6124. Die Richtungen AB′ und B′B aber sind zwei von den drei in {111} liegenden [112]-Geraden parallel, so daß auf Grund der vorliegenden Werte eine Gleitung auf {111} zwar mit t = [011], aber als aus zwei [112]-Richtungen Resultierende wahrscheinlich erscheint.

Ähnlich ist es bei {011} des regulär raumzentrierten Gitters (Bl. 1). Es deckt sich jede zweite Ebene, die erste mit der dritten; Bildebene und {011} fallen in der Zeichnung zusammen. Das Atom A liegt auf den Atomen M und L der darunterliegenden {011}-Ebene auf und in der senkrecht zu {011} durch A und B zu legenden Ebene. Bei einer geradlinig gedachten Verschiebung parallel [111] würde der ursprüngliche Atomzentrenabstand (AM) von 0,8661 sich auf den Mindestabstand g = 8165 vermindern. Würde aber das Atom A den eingezeichneten, aus zwei Richtungen bestehenden Weg wählen, deren eine senkrecht zur Verbindungslinie ML steht und der [011]-Richtung entspricht, und deren andere — normal zur Verbindungslinie MN — die [113] Richtung ist, so wird der Mindestabstand g statt 0,8165 nur 0,829. Bei den anderen, der [111] bzw. der [011]-Zone angehörenden Ebenen ist eine weitere Veränderung des Mindestabstandes nicht festzustellen.

Zur Beurteilung der Translationsfähigkeit der durch die bisherigen Untersuchungen ausgewählten Massenebenen dient die für eine Verschiebung dieser Ebene in die nächste Decklage notwendige Arbeit. Als das Maß der Arbeit kann bei der rein geometrischen Betrachtung die notwendige, vorübergehende Deformierung der Atomkugeln angesehen werden. Und zwar wurde sowohl die Häufigkeit der Eindrücke eines Atoms bei der Verschiebung als auch die Tiefe dieser Eindrücke errechnet. Wenn z. B. die Veränderung des ursprünglichen Atomzentrenabstandes auf den Mindestabstand g den Wert 0,86605 — 0,81649 = 0,04956 hat, so ist die Hälffte dieser Differenz, also 0,02478 als die Eindrucktiefe eines Atoms zu rechnen. Infolge des sehr geringen Betrages der Eindrucktiefe wurde die beim Eindrücken zu leistende Arbeit in erster Annäherung als eine der Eindrucktiefe proportionale Größe angenommen. Der nun zur Bewertung der Translationsfähigkeit der verschiedenen Netzebenen

gebildete „Widerstandswert" W besteht demzufolge aus dem Produkt von Anzahl der Eindrücke, Eindrucktiefe und der entsprechenden Besetzungsdichte.

Wie aus dieser Definition ersichtlich ist, wird lediglich die Summe der Eindrücke, nicht aber ihre zeitliche Folge berücksichtigt, d. h. es wird vernachlässigt, ob z. B. zwei Eindrücke gleichzeitig erfolgen oder nacheinander eintreten. Diese beiden Fälle dürften aber wesentlich verschieden bezüglich der aufzuwendenden Arbeit sein. Trotzdem brauchen sie aber nicht weiter in Rechnung gestellt zu werden, denn wie aus den Schnitten 3a und 4a Bl. 2 zu ersehen ist, bleibt die zeitliche Folge der Eindrücke für alle Ebenen der betreffenden Zonen die gleiche; es würde also nur die Größe der Widerstandswerte, nicht aber deren Reihenfolge geändert werden, die hier allein ausschlaggebend ist.

Bei der Ermittlung des Widerstandswertes ist aber folgendes zu beachten. Wenn ein Netzebenenpaket gegen ein anderes verschoben wird, so ist die Gleitfläche, die eine Begrenzungsfläche der Netzebenenpakete darstellt, nur dann eine Ebene, wenn die Gleitfläche die dichtestbesetzte Fläche des Gitters ist. In allen anderen Fällen ist die Begrenzungsfläche eine gestufte Fläche, an der zwei oder mehr Netzebenen des gleichen Typs beteiligt sind. Also sind bei der Bildung des Widerstandswertes die Atome aller an der Begrenzungsfläche beteiligten Netzebenen zu berücksichtigen. Die Anzahl der an einer Begrenzungsfläche beteiligten Netzebenen, bzw. die Zahl der beteiligten Atome für den Bereich der betreffenden Identitätsperiode ist direkt aus den Zeichnungen, Bl. 3 und Bl. 4, zu ersehen, die einen Schnitt durch die kubischen Translationsgitter senkrecht zu einer Flächen- bzw. Raumdiagonalen darstellen. Die den [011] und [111]-Zonen angehörenden Netzebenen stehen somit senkrecht zur Bildebene, und ihre Spuren in derselben sind für die entsprechende Identitätsperiode voll und weiterhin gestrichelt eingezeichnet. Beim flächenzentrierten Gitter sind als Beispiele die Begrenzungsflächen für eine Gleitung auf {112} und {122}, beim raumzentrierten Gitter die Begrenzungsflächen für eine Gleitung auf {112} und {123} als punktierte Linie gekennzeichnet.

Die Tabellen 2a und 2b enthalten sämtliche oben besprochenen Werte für eine Reihe von Netzebenen, deren Anzahl naturgemäß beschränkt werden mußte, aber immerhin in der Weise, daß doch ein Überblick über die der Zone angehörenden Ebenentypen gewährleistet ist. Eine graphische Zusammenstellung der Widerstandswerte befindet sich auf Bl. 7; W ist auf der Ordinate in dort angegebenem Maßstab aufgetragen; auf der Abszisse sind die Ebenen mit den Abständen eingezeichnet, die dem Betrag ihrer Winkel gegeneinander auf der Zone entsprechen.

Die Zusammenstellung zeigt, daß beim regulär flächenzentrierten Gitter bei den genannten Annahmen {111} den kleinsten Widerstandswert, und zwar bei geradliniger Gleitung besitzen würde und beim regulär raumzentrierten Gitter {011} mit einer aus zwei Richtungen resultierenden Gleitrichtung als die bevorzugte Ebene erscheint.

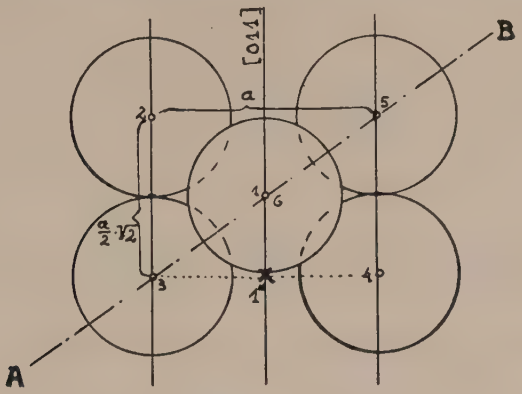
b) Annahme vollkommen starrer Atome. Bei der Verschiebung eines Gitterpaketes unter der Bedingung, die Atome als starre Kugeln zu betrachten, ist die Beibehaltung des Netzebenenabstandes während des Gleitens nicht mehr möglich. Der Netzebenenabstand wird vergrößert und der Betrag der Überhöhung als „Abhebung“ a bezeichnet. Die Abhebung entspricht im entgegengesetzten Sinne der Eindrucktiefe, und dementsprechend sind auch hier nur die Netzebenen der [011] und [111]-Zone näher zu untersuchen.

Wie bei der vorigen Annahme wird auch hier die Bewegung bei einer Gleitung einmal genau geradlinig, zum andern Male nicht-geradlinig, und zwar durch das Prinzip des kleinsten Zwanges bedingt, angenommen. Die Beachtung der letztgenannten Bedingung führt zu einer genau geradlinigen Gleitrichtung, geradlinig als Normalprojektion auf die jeweilige Netzebene, unter den Ebenen der [011]-Zone nur für {001} und {011}, bei den Ebenen der [111]-Zone nur für {112}. Es ist dies bereits aus den Zeichnungen 3a und 4a Bl. 2 zu ersehen, die einen Ausschnitt aus den Zeichnungen 3 und 4 darstellen. Es wird nämlich für die gedachte Gleitung vorausgesetzt, daß das Bestreben vorliegt, den Netzebenenabstand möglichst wenig zu überhöhen, also die Abhebung gering zu halten. Daraus ist die tatsächliche Gleitung der Richtung nach konstruktiv zu ermitteln, und sie erweist sich als eine aus zwei oder mehreren Kreisbögen zusammengesetzte, wellenförmige Bahn, die geradlinig nur bei den schongenannten Ebenen ist und aus zwei geradlinigen Bahnen resultiert bei {111} im flächenzentrierten Gitter und bei {011} im raumzentrierten Gitter. Nach Ermittlung dieser Gleitrichtungen ist aber auch die jeweilige Abhebung mit Hilfe geeigneter Schnittzeichnungen des Gitters eindeutig zu errechnen.

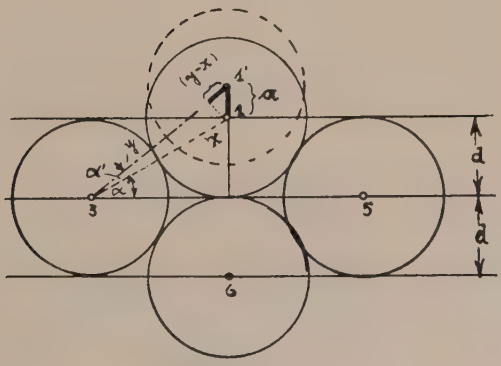
Beim flächenzentrierten Gitter ist die Abhebung bei {011} am größten, $a = 0{,}1465$, und wird für {133}, {122} usw. kleiner in Abhängigkeit von dem Winkel, den diese Ebenen mit {011} bilden. Die Abhebung ist z. B. für {133}: $a = 0{,}1465 \times \cos 13{,}5^\circ = 0{,}1425$; $13{,}5^\circ$: dies ist der Winkel zwischen {011} und {133}. Dieser Zusammenhang besteht für sämtliche Ebenen zwischen {011} und {111} (s. Zeichnung 3a), {111} selbst aber macht eine Ausnahme, es tritt eine sprunghafte Änderung ein, und zwar erreicht hier die Abhebung mit 0,035 bei „Zickzack“-gleitung ihr Minimum. Ähnlich ist es in dem anderen Bereich der [011]-Zone. Dort hat {001} die größte Abhebung mit $a = 0{,}1124$, und dieser Wert nimmt ebenfalls gegen {111} mit dem Winkel ab, den die Ebenen mit {001} bilden. Die gleichen Abhängigkeiten liegen auch beim raumzentrierten Gitter vor. Hier ist {112} die Ebene mit der größten Abhebung, $a = 0{,}09175$, die sich nach {011} hin wie beim flächenzentrierten Gitter vermindert und auch hier ist es die dichtestbesetzte Ebene, {011}, die für a das Minimum mit 0,04295 aufweist. Dieser Wert entspricht ebenfalls, wie bei {111} des flächenzentrierten Gitters, entgegengesetzt den Werten sämtlicher anderen Ebenen, nicht der gefundenen Gesetzmäßigkeit.

Der Widerstandswert nun wurde aus folgender Vorstellung heraus abgeleitet. Als Beispiel sei die {011}-Ebene des flächenzentrierten Gitters ge-

wählt, die in der Skizze mit der Bildebene zusammenfallend gezeichnet ist, und deren Überlagerung mit zwei weiteren Ebenen in dem Schnitt A—B dargestellt ist. Das Atom 1 berührt vier Atomkugeln der darunterliegenden Netzebene und noch ein Atom der darauffolgenden Ebene. Durch die Gleitung wird das Atom 1 von den anderen gelöst bzw. entfernt. Die Lage des Atoms 1,



Bildebene $= \{011\}$



M: $a = 3$ cm

Schnitt A—B

in der es seine größte Abhebung bei einer gedachten Gleitung in Richtung [011] erfährt, wäre die durch 1″ bezeichnete. Wie bei der Annahme der Kompressibilität wird auch hier als Maß der bei einer Verschiebung zu leistenden Arbeit die zusätzliche Entfernungsänderung der Atomzentren gewählt, und zwar kann wegen der im Verhältnis zum ursprünglichen Atomzentrenabstand kleinen Entfernung die Arbeit in erster Annäherung direkt propor-

tional der Entfernung angenommen werden. Die Lage der größten Abhebung des entfernten Atoms aber ist nun, dem jeweiligen Ebenentyp entsprechend, so verschieden, daß sie keine Vergleichsmöglichkeit der Daten zuläßt. Daher wurde die Entfernung des Atoms aus seiner ursprünglichen Lage in senkrechter Richtung zur betreffenden Netzebene um den Betrag der zugehörigen Abhebung gewählt und die Summe der Entfernungen des abgehobenen Atoms zu den vorher berührten als Maß der aufzuwendenden Arbeit betrachtet. Damit ist auch, ebenso wie bei der Annahme des konstanten Netzebenenabstandes, die Anzahl der an der Begrenzungsfläche des Gitterpaketes beteiligten Netzebennen, bzw. die Zahl der für die entsprechende Identitätsperiode beteiligten Atome berücksichtigt.

Die Berechnung dieser Entfernungen sei für {011} des flächenzentrierten Gitters an Hand der obigen Skizze als Beispiel angegeben. Es ist $\sin\alpha = \frac{d}{x}$, und bei Vernachlässigung des Winkels α', die ohne einen einschneidenden Fehler zu begehen gemacht werden kann, da einmal dieser Winkel bzw. die Abhebung sehr klein und zum anderen Male für die Ebenen des gleichen Gitters der gleichen Größenordnung ist, kann weiter $\sin\alpha = \frac{d}{x} = \frac{d+a}{y}$ gesetzt werden. Daraus ergibt sich

$$y = x \cdot \frac{d+a}{d}.$$

Die Entfernung der Atomkugel 1 von den Atomen 2, 3, 4 oder 5 ist demnach

$$y - x = x \cdot \left(\frac{d+a}{d} - 1\right)$$

oder einfacher

$$y - x = x \cdot \frac{a}{d}.$$

Es sei $y - x$ mit a' bezeichnet. Die Summe der durch die Abhebung entstandenen Entfernungen von Atom 1 zu den vier Atomen der einen Ebene ist somit

$$4a' = 4 \cdot x \cdot \frac{a}{d} = 4 \cdot 0{,}7071 \cdot 0{,}4144 = 1{,}1721$$

und die Entfernung von dem der nächsten Ebene angehörenden Atom 6 ist in diesem Fall $a' = a = 0{,}1465$. Die gesamte Summe der Entfernungen, die als Maß der zur Gleitung notwendigen Arbeit gelten soll, ist hiernach $\Sigma a' = 1{,}3186$.

Die maßgeblichen Faktoren bei der Bildung des Widerstandswertes sind somit die Zahl der von dem abgehobenen Atom vorher berührten Atome, die Abhebung, der Netzebenenabstand und schließlich die Besetzungsdichte b.

Der gebildete Widerstandswert ist das Produkt aus b und $\Sigma a'$. Sämtliche Werte für eine Reihe von Ebenen der [011]-Zone des flächenzentrierten und der [111]-Zone des raumzentrierten kubischen Gitters sind in den Tabellen 3a und 3b zusammengestellt.

Wie bei der Annahme kompressibler Atome haben auch hier die dichtestbesetzten Netzebenen den geringsten Widerstandswert, und ebenso ist der geringe Unterschied der Widerstandswerte bei den Ebenen des raumzentrierten Gitters im Gegensatz zu denen des flächenzentrierten auffallend. An dem Gesamtergebnis tritt auch keine Änderung ein, wenn eine genau geradlinige Gleitrichtung allgemein angenommen wird. Die hierbei erhaltenen Abhebungen sind vergleichsweise mit in den Tabellen 3a und 3b aufgeführt, und aus diesen allein ist schon die vorherrschende Stellung von {111} beim flächenzentrierten und {011} beim raumzentrierten kubischen Gitter ersichtlich.

c) Zusammenstellung. Die hier durchgeführten gittergeometrischen Untersuchungen über die Translationsfähigkeit verschiedener Ebenen des flächen- und raumzentrierten kubischen Gitters zeigen folgendes:

1. Die Veränderung des kleinsten Atomzentrenabstandes zweier benachbarter, gleichindizierter Netzebenen ist bei einer gedachten Gleitung sowohl beim flächenzentrierten wie auch beim raumzentrierten Gitter am geringsten, wenn die Gleitung, die immer in Richtung einer der betreffenden Netzebene angehörenden Geraden durchgeführt wurde, parallel der dichtestbesetzten Geraden des jeweiligen Gitters, also parallel [011] bzw. [111], erfolgt, und zwar ist die Abstandsverminderung für diese Fälle die gleiche. Damit ergibt sich eine Aussonderung der Flächen der [011] bzw. der [111]-Zone aus der Unzahl der übrigen Netzebenen; es ist somit generell die dichtestbesetzte Gittergerade als Gleitrichtung festgelegt. Diese Ergebnisse decken sich vollkommen mit den experimentellen Befunden.

2. Die weiteren Untersuchungen der ausgesonderten Ebenen, einmal unter der Annahme kompressibler Atome, zum andern Mal unter der entgegengesetzten Annahme vollkommen starrer Atome zeigen die dichtestbesetzte Netzebene bei beiden Gittern bevorzugt. Bemerkenswert ist der geringe Unterschied der Widerstandswerte der Ebenen des raumzentrierten im Gegensatz zu denen des flächenzentrierten Gitters. Weiter ist eine gewisse Aussonderung aus den Ebenen der geometrischen Zonen festzustellen, und zwar haben beim flächenzentrierten Gitter die Ebenen des Typs (hkk) geringere Werte als die Ebenen (hhk), und beim raumzentrierten Gitter erscheinen die Ebenen des Typs (hkl), wenn $h = 1$ und $l = k + 1$ ist, bevorzugt. Wie die eingangs erwähnte frühere Ansicht, daß die dichtestbesetzte Netzebene infolge der großen Kohäsion in dieser Ebene eine Bevorzugung bei der Gleitung erwarten läßt, für Gitter, die nicht die dichteste Kugelpackung aufweisen, nicht zutrifft, ebenso führt die angestellte gittergeometrische Untersuchung bei nicht dichtester Packung, hier also beim raumzentrierten kubischen Gitter, zu keiner Übereinstimmung betreffs der Gleitebene mit dem experimentellen Ergebnis.

Das negative Resultat der vorstehenden Untersuchungen dürfte zum Teil in Vereinfachungen begründet sein, wie sie z. B. bei der Ermittlung der Abhebung angewendet werden mußten. Wenn ein Atom aus seiner ursprünglichen Lage in die nächste, dem Gitter entsprechenden Lage bei einer Gleitung gebracht wird, so kann man annehmen, daß, wenn diese Strecke durch den Punkt der größten Abhebung in zwei Teile unterteilt gedacht wird, die gesamte Arbeit bei dieser Verlagerung nur im ersten Teil aufgewendet wird, während die Zurücklegung des zweiten Teiles der gesamten Strecke nach Überschreiten der größten Abhebung ohne zusätzliche Arbeit, gleichermaßen durch „Einschnappen" in die neue Lage erfolgt, bewirkt durch die anziehenden Kräfte der dort lagernden Atome. Die Arbeit für den ersten Teil ist aber in den einzelnen Phasen nicht erfaßbar, und wie summarisch dieser Vorgang unter gewissen Vereinfachungen ermittelt wurde, ist im Vorstehenden beschrieben. Dabei sind aber den Metallatomen, sowohl dem einzelnen als auch einem im Gitter geregelt angeordneten Komplex von Atomen, Eigenschaften zugesprochen worden, die vorläufig infolge der noch großen Unkenntnis über die Eigenschaften der Metallatome noch nicht nachgeprüft werden können.

Und dies dürfte der eigentliche Grund des negativen Ergebnisses der Untersuchungen sein. Mügge nimmt auch die Eigenschaft der Massenteilchen als mitbestimmend an für die Translationsfähigkeit einer Massenebene[7]). Ebenso macht Niggli[8]) darauf aufmerksam, daß eine rein geometrische Erörterung über die Anordnung der Partikel in Kristallen, ohne Berücksichtigung der für den Kristallbau maßgeblichen Wechselwirkungen zwischen den Elektronenhüllen der Atome, wenig Aussicht auf grundsätzlich neue Erkenntnisse bieten dürfte.

Wenn trotzdem hier eine geometrische Betrachtung versucht wurde, so hat diese den Zweck, die Wahrscheinlichkeit und Tragweite dieser Vermutungen einmal systematisch zu untersuchen und festzustellen. Den Anlaß, diese Untersuchungen auf die ausschließlich mit Atomen besetzten regulären Translationsgitter zu beschränken, gab einerseits die zu erwartende Vereinfachung der Rechnung infolge der hohen Symmetrie dieses Gittertyps anderen gegenüber, andererseits die Vergleichsmöglichkeit der durch die theoretischen Betrachtungen erhaltenen Resultate mit den experimentell aufgestellten Ergebnissen.

II. Gittergeometrische Untersuchung der einfachen Schiebung (Zwillingsbildung).

Das bei plastischer Deformation eines Kristallgitters auftretende Phänomen der Zwillingsbildung oder einfachen Schiebung ist eindeutig definiert. Die Verschiebung der Massenebene erfolgt derart, daß jede Massenebene sich um

[7]) O. Mügge, Handbuch der Naturwissenschaften 5, „Kristallphysik".
[8]) P. Niggli, Zs. f. Kristallographie 1931, Bd. 77, „Stöchiometrie der Kristallverbindungen, V".

einen der Entfernung zur Gleitfläche proportionalen Betrag verlagert. Der Gittertyp des verlagerten Kristallteiles bleibt der gleiche, das Gitter erscheint aber nun spiegelbildlich zum ursprünglichen in bezug auf die Gleitebene. Die Schiebungsrichtung wird die Zwillingsachse genannt, die Gleitebene Zwillingsebene. Diese kann nie Symmetrieebene des Gitters sein, denn die Spiegelstellung würde sich in einem solchen Fall nicht von der Ausgangsstellung unterscheiden.

Aus dieser Definition heraus ist es aber möglich, für jedes Atomgitter unter entsprechenden Annahmen der Atomform, wie z. B. beim kubischen Gitter die der Kugel, rein konstruktiv die einzig mögliche Zwillingsbildung des betreffenden Gitters und deren Elemente zu ermitteln.

Die aus der gegebenen Definition der einfachen Schiebung zu entnehmenden Bedingungen zur konstruktiven Ermittlung der Zwillingsbildung sind folgende: 1. Der Betrag, um den die erste Massenebene des Zwillings gegen die Gleit- oder Zwillingsebene verschoben wird, muß kleiner oder größer sein als der Identitätsabstand auf der Zwillingsachse, der Verschiebungsrichtung. 2. Der Verschiebungsweg der zweiten Massenebene des Zwillings beträgt das Doppelte des Weges der ersten Netzebene; bei der n-ten Ebene ist die Verlagerung das n-fache der der ersten Netzebene. 3. Das Gitter des Zwillings entspricht, außer seiner spiegelbildlichen Lage, genau dem ursprünglichen Gitter, also haben die der Zwillingsebene parallelen Netzebenen des Zwillings weiter die gleichen, der betreffenden Ebene entsprechenden Netzebenenabstände. 4. Symmetrieebenen des Gitters kommen als Zwillingsebenen nicht in Betracht. 5. Der Weg des gleitenden Atoms muß mit der Zwillingsachse zusammenfallen und daher in seiner Normalprojektion auf die Gleitfläche geradlinig sein.

Als Verschiebungsrichtung wird allgemein die Richtung parallel der dichtestbesetzten Gittergeraden gewählt. Es wird wieder untersucht, ob die Verschiebungsrichtung, wie bei der Untersuchung der Translationsfähigkeit, auch als Resultierende zweier oder mehrerer Einzelrichtungen erscheinen kann; eine solche resultierende Richtung scheidet aber als Zwillingsachse auf Grund der letztaufgestellten Bedingung aus.

Zwei Annahmen sind aus den vorhergehenden Untersuchungen übernommen. 1. Die Atome werden als kugelförmig und im Rahmen der betrachteten Kristallverformung bzw. der dabei auftretenden Kräfte als starr angesehen. 2. Es wird angenommen, daß ganz allgemein bei einer Verschiebung von Massenebenen die einzelnen Atome das Bestreben haben, die Abhebung möglichst gering zu halten und damit den Weg des kleinsten Widerstandes zu wählen.

Bei der Ermittlung der Zwillingsebene eines Atomgitters wird wie folgt vorgegangen. Zunächst wird die dichtestbesetzte Gittergerade als Gleitrichtung bzw. als Zwillingsachse angenommen und ermittelt, wo diese genau geradlinig in oben definiertem Sinne ist. Bei den Ebenen, bei denen dies zutrifft, wird versucht, eine den gestellten Forderungen entsprechende Zwillingslage zu konstruieren. Zwei Umstände können dies verhindern; einmal der, daß

die ermittelten Ebenen Symmetrieebenen sind, zum andern Mal der, daß die den Ebenen des Zwillings zukommenden Netzebenenabstände nicht eingehalten werden können. Treten diese Umstände ein, dann erst werden die Ebenen, denen eine aus zwei oder mehreren Richtungen zusammengesetzte Gleitrichtung zugesprochen ist, näher betrachtet. Die Untersuchung dieser Ebenen ist nun durchzuführen mit solchen Verschiebungsrichtungen, die den erwähnten Einzelrichtungen parallel sind.

Wird eine Ebene gefunden, die den gestellten Forderungen zur Zwillingsbildung entspricht, und ist eine einwandfreie Zwillingslage darstellbar, so sind weitere Untersuchungen an anderen Ebenen überflüssig, da erfahrungsgemäß jedem Atomgitter nur eine Zwillingsebene zukommt[9]). Das kompliziert aussehende Verfahren zur Ermittlung der Zwillingslage erfährt hierdurch, und wie aus den folgenden Untersuchungen noch zu ersehen ist, große Vereinfachungen.

a) Die einfache Schiebung beim regulär raumzentrierten Atomgitter.

Von den Netzebenen des raumzentrierten Gitters werden auch hier wieder nur die der [111]-Zone angehörenden Ebenen, dem durch Messungen bestätigten Ergebnis der Untersuchungen in Abschnitt B I über Translationsfähigkeit zufolge, näher untersucht. Wie schon vorher festgestellt wurde, ist bei Anwendung der oben genannten Annahmen nur bei {112} eine genau geradlinige Gleitung in oben definiertem Sinne festzustellen. Wie weit alle übrigen Ebenen der [111]-Zone zur Zwillingsbildung geeignet sind, sei im folgenden an {011} als Beispiel gezeigt. Obgleich diese Ebene, da sie Symmetrieebene ist, ohnehin als Zwillingsebene nicht in Betracht kommt, wurde sie als Beispiel deshalb gewählt, weil die Anzahl ihrer Einzelgleitrichtungen gering und der Gleitvorgang einfacher wie bei den übrigen Ebenen zu übersehen ist. Wenn für {011} eine Verlagerung einer Netzebene um einen gegenüber der Identitätsperiode größeren oder kleineren Betrag konstruiert werden soll, so muß ein Atom der ersten verlagerten {011}-Ebene bei [111] als angenommener Zwillingsachse dorthin verlagert werden, wo eine der Einzelrichtungen [111] schneidet (Bl. 1). Dieses ist aber der Punkt der größten Abhebung. Bei den folgenden Netzebenen würde sich dieser Vorgang wiederholen, und man würde ein Gitter erhalten, dessen {011}-Ebenen einen um die Abhebung vergrößerten Netzebenenabstand aufweisen. Eine ähnliche Veränderung des Netzebenenenabstandes ergibt sich, wenn man die Einzelrichtungen jeweils als Zwillingsachse annimmt. Damit ist aber die Unmöglichkeit einer solchen Verlagerung bewiesen und, da bei sämtlichen übrigen Ebenen ein ähnliches Ergebnis wie bei {011} infolge ihrer Gleitwege und der auf diesen auftretenden Abhebungen sicher ist, kommt lediglich {112} als die Zwillingsebene des raumzentrierten Atomgitters in Betracht.

---

[9]) Zusammenstellung der Schiebungselemente, in: Landolt-Börnstein, „Physikalisch-Chemische Tabellen", 5. Aufl.

Bekanntlich ist auch tatsächlich {112} Zwillingsebene. O. Mügge[10]) hat die Zwillingsbildung für diesen Gittertyp erstmalig an Eisen festgestellt und die Schiebungselemente ermittelt. Diese sind: Die erste Kreisschnittebene $K_1 = (112)$, die zweite Kreisschnittebene $K_2 = (11\bar{2})$, die Gleitrichtung oder Zwillingsachse $\eta_1 = [\bar{1}11]$, die Grundzone $\eta_2 = [111]$, der Winkel φ, den K_1 und K_2 bilden, beträgt 70°31′45″, und der Verschiebungsbetrag im Abstand 1 von K_1, als Größe der Schiebung bezeichnet, ist $s = 2 \cdot \operatorname{ctg} \varphi$ 0,7071. Da hierbei „erste und zweite Kreisschnittebene gleicher Art sind, so sind je zwei einfache Schiebungen beim Eisen zueinander reziprok". Es handelt sich hiermit um einen Sonderfall der einfachen Schiebung.

Mittels der bekannten Gesetzmäßigkeit der einfachen Schiebung kann rein konstruktiv die Verlagerung eines Gitterteils in seine Zwillingslage genau durchgeführt werden, und wenn, wie hier, die Schiebungselemente bekannt sind, kann durch diese weiter die Richtigkeit der konstruktiven Verlagerung festgestellt werden. Auf Bl. 5 ist in Fig. 1 ein Schnitt des raumzentrierten Gitters senkrecht zu {112} und parallel [111] dargestellt; die Bildebene ist {011}. Der Der Weg des Atoms I in die nächste, dem Gitter entsprechende Lage II durch Verschieben in Pfeilrichtung parallel [111] ist, aus zwei Kreisbogen zusammengesetzt, eingezeichnet. Der erste Kreisbogen ist durch das Atom III der Ebene 3 bedingt, der zweite Kreisbogen zeigt den Weg über die zwei, in der Zeichnung sich deckenden Atome IV der Ebene 2. Das Spiegelbild eines Gitterteiles in bezug auf die Zwillingsebene ist durch die spiegelbildliche Einzeichnung der Spuren von {011} und {112} in diesem Fall gekennzeichnet. Die neue Lage des Atoms I ist somit einmal durch den Schnittpunkt der Spur von {011} mit dem Kreisbogen des Radius r_1 gegeben, der Punkt ist I′ bezeichnet, zum anderen Mal muß sich die neue Lage auch durch den Schnitt des gleichen Kreisbogens mit dem Lot auf Atom III ergeben; der Punkt ist als I″ markiert. Die Schnittpunkte I′ und I″ müßten erwartungsgemäß identisch sein. Daß sie nicht zusammenfallen, ist in der Abhebung, die das Atom auf dem Weg zur neuen Lage und in dieser erfährt, begründet. Wird nämlich der Schnittpunkt der spiegelbildlichen Spuren von {011} und {112} um den Betrag der Abhebung senkrecht zur Zwillingsebene verlegt, dann fallen die Punkte I′ und I″ zusammen.

Dies ist auf Bl. 5 in Fig. 2 gezeichnet. Der dargestellte Schnitt durch das raumzentrierte Gitter ist der gleiche wie in Fig. 1; Bildebene ist $(\bar{1}10)$. Der Schnitt zeigt die Atome der (112)-Ebenen 4, 3 und 2 in ihrer ursprünglichen Lage, die der Ebenen 1, 6, 5 usf. in der spiegelbildlichen Lage zu den erstgenannten in bezug auf die Ebene 2, stellt also die bekannte Zwillingsbildung des raumzentrierten Gitters dar. Die Atommittelpunkte des ursprünglichen Gitters sind mit Kreuzen, die der neuen Lage mit kleinen Kreisen markiert. Weiter ist jeweils der Betrag der Verlagerung durch Klammern bezeichnet.

---

[10]) O. Mügge, „Über neue Strukturflächen an den Kristallen der gediegenen Metalle", Neues Jahrbuch f. Mineralogie 1899 II.

Die rein konstruktive Verlagerung eines Gitterteiles in die Zwillingslage wurde hier lediglich auf Grund der oben angeführten allgemeinen Definition der einfachen Schiebung durchgeführt, ohne die bekannten Daten der Schiebungselemente zu benutzen, die, ein Beweis für die Richtigkeit der „konstruktiven" Verlagerung, bei der Nachrechnung die gleichen Werte ergaben.

Aus dem Vorstehenden kann folgendes geschlossen werden: 1. die bei einer Verlagerung einer Massenebene in die Zwillingslage erfolgende Verschiebung parallel der Gleitrichtung ist beim raumzentrierten Gitter nur in einer Richtung parallel [111] wahrscheinlich, in der Zeichnung von I nach I', da die auf beiden entgegengesetzten Wegen auftretenden Abhebungen, 0,04905 und 0,0915, wesentliche Differenzen aufweisen. 2. Wie aus der Zeichnung ersichtlich ist, tritt zwischen dem ursprünglichen Gitter und dem in Zwillingsstellung verlagerten Gitterteil eine Vergrößerung des Netzebenenabstandes um 0,04905 auf (in Fig. 2 zwischen den Ebenen 2 und 1). Es ist hierbei unwesentlich, ob die Netzebenen in der dargestellten Art verharren oder aber, was wahrscheinlich erscheint, die Ebene 2 sich derart einstellt, daß ihre Abstände zu den Ebenen 1 und 3 die gleichen, also um $\frac{1}{2} \cdot 0{,}04905$ größer als die üblichen Netzebenenabstände, sind. Sowohl dieser Zustand als auch der in der Zeichnung dargestellte müssen aber einen geringeren Zusammenhang längs der Zwillingsebene ergeben als den, der zwischen den (112)-Ebenen des ursprünglichen Gitters und auch denen des Zwillings besteht. Tatsächlich ist dies auch der Fall. Wie die Arbeiten von O. Mügge[11]), E. Schmid[12]), und die eigenen Versuche zeigen, tritt ein Einreißen längs der Absonderungsfläche oder sogar ein Trennungsbruch an dieser Stelle ein. 3. Die anfangs genannten Annahmen, einmal die der kugelförmigen, starren Atome, und zum andern Male die, daß das Bestreben vorliegt, die Abhebung möglichst gering zu halten und daraus, daß die Gleitrichtung aus zwei oder mehreren Richtungen resultierend erscheinen kann, werden durch die Übereinstimmung der Untersuchungsergebnisse mit den experimentellen Befunden als richtig bestätigt. Die erste Annahme durch die gefundene Gitteraufweitung, die die geringere Festigkeit an der Zwilligsfläche in diesem Fall erklärt, die zweite dadurch, daß sie die Aussonderung der {112}-Ebene ermöglicht und sie als einzige von allen Ebenen des Gitters als Zwillingsebene wahrscheinlich erscheinen läßt, die sie, den Messungen nach, auch tatsächlich ist.

b) Die einfache Schiebung beim regulär flächenzentrierten Gitter.

Obwohl gerade bei den kubisch-flächenzentriert kristallisierenden Metallen die Zwillingsbildung besonders häufig auftritt, sowohl bei mechanischer Beanspruchung als auch bei der Rekristallisation, so sind doch die Schiebungselemente noch nicht bekannt, es ist lediglich {111} als Zwillingsebene festgestellt.

---

[11]) N. Jahrb. f. Mineralogie 1899 II.
[12]) Zs. f. Phys. 78, 1932.

Nach den vorstehenden erfolgreichen Untersuchungen beim raumzentrierten Gitter soll im folgenden die Ermittlung der Schiebungselemente des flächenzentrierten Gitters nach der gleichen Untersuchungsmethode versucht werden. Die Ebenen der [011]-Zone werden wieder nach ihren Gleitrichtungen unterteilt, und zwar ist eine genau geradlinige Gleitrichtung festgestellt bei {001} und {011}, eine aus zwei geradlinigen Richtungen resultierende bei {111}; bei allen übrigen Ebenen resultiert die Gleitrichtung aus mehr als zwei Richtungen. {001} und {011} sind Symmetrieebenen und können somit nicht Zwillingsebenen sein. Es sind daher die übrigen Ebenen der [011]-Zone näher zu untersuchen und zweckmäßig von diesen diejenige zunächst, die die geringste Anzahl von Einzelrichtungen aufweist, in diesem Falle {111}. Die Translationsrichtung ist bei {111} t = [011]. Versucht man nun eine Verlagerung mehrerer Netzebenen in Richtung parallel [011], so ist, gleichgültig wie groß der Verlagerungsbetrag ist (er muß aber verschieden vom Identitätsabstand sein), immer eine nicht zulässige Vergrößerung des Netzebenenabstandes der verlagerten Ebenen festzustellen und damit ist [011] als Schiebungsrichtung oder Zwillingsachse nicht möglich. Nach den vorher erörterten Annahmen aber resultiert die Gleitrichtung aus zwei der drei in {111} liegenden [112]-Geraden. In der Zeichnung (Fig. 1) auf Bl. 1 ist die Überlagerung von vier {111}-Ebenen dargestellt, die erste und vierte Ebene decken sich; Bildebene ist {111}. Verschiebt man nun eine Netzebene parallel den zwei [112] Richtungen, deren Resultierende [011] ist, in der Zeichnung z. B. von A über B′ nach B, so ist in der Lage B′ keine Abhebung festzustellen.

Nimmt man nun eine der [112]-Geraden als Zwillingsachse an, so ist eine den anfangs gestellten Bedingungen entsprechende Verlagerung möglich. Der Betrag der Verschiebung ist die Strecke von B nach B′ und beträgt für die erste verschobene Netzebene 0,40826. Eine Verlagerung einiger Netzebenen in dieser Art ist in Fig. 2 (Bl. 6) dargestellt. Es ist ein Schnitt senkrecht zu (111) und parallel $[11\bar{2}]$; Bildebene ist $(1\bar{1}0)$. Die Atome auf den (111)-Ebenen 1, 2 und 3 zeigen die ursprüngliche Gitteranordnung, die der Ebenen 1′, 2′ und 3′ sind proportional ihrer Entfernung zur Zwillingsebene (Ebene 1) verlagert — der jeweilige Betrag der Verlagerung ist durch Klammern gekennzeichnet — und die Atome erscheinen in spiegelbildlicher Anordnung in bezug auf die Zwillingsebene zu den Atomen der Ebenen 1, 2 und 3.

Es handelt sich somit hier um die gesuchte einfache Schiebung des kubisch flächenzentrierten Atomgitters. Die Schiebungselemente sind:

$K_1 = (111)$, $K_2 = (11\bar{1})$, $\eta_1 = [11\bar{2}]$, $\eta_2 = [\overline{11}2]$, $\varphi = 70^0\,31'\,45''$, $s = 0{,}7071$ und die Ebene der Schiebung $S = (1\bar{1}0)$.

Wie aus diesen Daten hervorgeht, sind beim flächenzentrierten kubischen Atomgitter ebenfalls die erste und zweite Kreisschnittebene gleicher Art und damit ist die einfache Schiebung dieses Gitters ebenso wie die des kubisch raumzentrierten Atomgitters eine reziproke Schiebung. Ebenso ist die Größe der Schiebung s bei beiden Gittern die gleiche.

Aus dem Vorstehenden ist weiterhin folgendes bemerkenswert: 1. Die gemachten Annahmen ermöglichen die vollständige Ermittlung der einfachen Schiebung des kubisch flächenzentrierten Atomgitters und wie beim raumzentrierten Gitter werden die gemachten Annahmen damit als berechtigt bestätigt. 2. Die Verschiebungsrichtung oder Zwillingsachse ist nicht die dichtestbesetzte Gerade des Gitters [011], sondern [112]. Dieses Ergebnis deckt sich mit einer Messung von Mügge[8]) bei der Untersuchung der Translationselemente von Kupferkristallen, bei der einwandfrei in einem Fall [112] als Verschiebungsrichtung festgestellt ist. 3. Mit der Bestätigung der Annahme, daß bei einer Verschiebung von Netzebenen das Bestreben vorliegt, die Abhebung möglichst gering zu halten, ist auch die daraus folgende Differenzierung der Gleitrichtungen in tatsächlich geradlinige und solche, die nur geradlinig erscheinen, sich aber in Wirklichkeit aus zwei oder mehr Richtungen zusammensetzen, bestätigt.

Demnach dürfte die Translation beim kubisch flächenzentrierten Gitter derart vor sich gehen, daß, wie an Hand der Zeichnung bereits gezeigt wurde, z. B. das Atom I über II nach der ihm zukommenden Gitterlage III sich bewegt. Es ist nicht einzusehen, warum es den ohne Zweifel mehr Arbeit erfordernden Weg parallel [011], also von I direkt nach III, nehmen sollte.

Mit der endgültigen Feststellung der einfachen Schiebung des flächenzentrierten Gitters ist nun auch für die Atomgitter ein Beispiel gegeben, daß eine Ebene sowohl Zwillingsebene als auch Translationsebene sein kann, und damit dürfte auch die letzthin anläßlich von Untersuchungen, betreffend die Translation des raumzentrierten Gitters, aufgestellte Behauptung[13]), daß eine Ebene, da sie Zwillingebene sei, als Translationsebene nicht in Frage kommt, widerlegt sein.

Bezüglich des Vorganges einer einfachen Schiebung sei noch folgende Vorstellung erwähnt. Einmal wird die mechanische Zwillingsbildung als „Umklappen" eines Gitterteiles in eine entsprechende Lage bezeichnet. Durch diesen Ausdruck wird die Vorstellung ausgedrückt, daß der Vorgang plötzlich, also für alle Netzebenen gleichzeitig erfolgt. Zum andern Mal wird die mechanische Zwillingsbildung als Abgleitung parallel der Zwillingsebene aufgefaßt, wobei der Betrag der Abgleitung für jede Netzebene ein ganz bestimmter ist. Die Vorstellung, daß die Verlagerung eines Gitterteils in seine Zwillingslage eine fast plötzliche ist, ist sehr wahrscheinlich; der Vorgang kann aber nicht durch „Umklappen" erklärt werden. Denn bei der gleichzeitigen Verlagerung der Netzebenen würde sich, wie an Hand der Zeichnungen zu ersehen ist, für den Moment des Umklappens eine sehr starke Gitteraufweitung ergeben, und zwar würde der Betrag der Aufweitung gleich sein dem Produkt von Abhebung und Anzahl der verlagerten Netzebenen. Diese beträchtliche Gitteraufweitung erscheint sehr unwahrscheinlich und die Vorstellung des Vorganges der mechanischen Zwillingsbildung, wobei sowohl die Verlagerung fast gleichzeitig als auch ohne wesentliche Gitteraufweitung geschieht, ist folgende.

[13]) W. Fahrenhorst u. E. Schmid, „Über die plastische Dehnung von α-Eiseneinkristallen", Zs. f. Phys. 1932 Bd. 78.

Die der Zwillingsebene benachbarte Netzebene wird um einen bestimmten Betrag x verschoben, mit ihr aber auch diejenigen darüber befindlichen Netzebenen, die in dem entstehenden Zwilling enthalten sind. Die zuerst verschobene Ebene bleibt nun in ihrer neuen Lage und die nächste erfährt nun eine Verschiebung um x gegen die erste Ebene, und mit ihr wieder noch darüberliegende Ebenen; die Verschiebung der zweite Ebene gegen die Zwillingsebene beträgt somit 2 x. Nun bleibt auch die zweite Ebene in ihrer neuen Lage, und die dritte Ebene wird um x gegen Ebene 2, um 3 x gegen die Zwillingsebene verschoben, damit auch wieder die darüberliegenden Ebenen usw.

Die bei einer derartigen Verlagerung auftretende Gitteraufweitung ist nun nicht mehr das vielfache der Abhebung einer Netzebene, sondern beträgt nur den Betrag der Abhebung einer Netzebene. Weiter ist eine derartige Verschiebung zeitlich sehr begrenzt, fast gleichzeitig, da ja die einzelnen Ebenen nicht nacheinander ihren ganzen Verschiebungsbetrag zurücklegen, sondern diesen zum Großteil — bis auf den Betrag x — mit den anderen Ebenen gleichzeitig zurücklegen. Diese Art der Darstellung einer mechanischen Zwillingsbildung stellt eine Verbindung der beiden erstgenannten Vorstellungen dar und dürfte den Vorgang einer mechanischen Zwillingsbildung verständlich machen und in dieser Art als wahrscheinlich erscheinen lassen.

Zusammenfassung.

Es wird eine rein gittergeometrische Untersuchung der Zwillingsbildung des kubisch flächen- und raumzentrierten Atomgitters durchgeführt unter strenger Beachtung der Gesetzmäßigkeit der einfachen Schiebung. Das Ergebnis ist folgendes:

1. Es werden zwei Annahmen gemacht, die durch die Übereinstimmung der Ergebnisse der gittergeometrischen Untersuchung mit denen der Messung an den jeweiligen Kristallen ihre Bestätigung erfahren. Die Annahmen sind: a) die Atome der kubischen Translationsgitter haben Kugelform und sind starr. Hierbei ist starr so zu verstehen, daß die Atome durch die bei einer plastischen Deformation wirkenden Kräfte keine Deformierung erleiden und so für diese Fälle, im Gegensatz zu dem Fall der allseitigen gleichmäßigen Beanspruchung, als starr erscheinen. b) Es liegt das Bestreben vor, bei einer Verschiebung von Netzebenen die Abhebung, d. i. die durch die erste Annahme bedingte Vergrößerung des Netzebenenabstandes bei einer Gleitung, möglichst gering zu halten. Daraus folgt, daß die bisher genau geradlinig angenommenen Gleitrichtungen aus zwei oder mehreren Richtungen resultieren können und somit in bestimmten Fällen nur scheinbar geradlinig sind.

2. Durch die Untersuchung der einfachen Schiebung des kubisch raumzentrierten Atomgitters wird festgestellt: a) Die Verschiebung parallel der Zwillingsachse erscheint nur in einer dieser Richtungen wahrscheinlich. b) Die geringere Festigkeit an den Begrenzungsflächen der Zwillingslamellen gegen das ursprüngliche Gitter ist durch eine Gitteraufweitung an der Zwillings-

ebene begründet. Der Betrag der Gitteraufweitung beträgt 0,04905, bezogen auf die Kante der Elementarzelle $a = 1$.

3. Durch die gittergeometrische Untersuchung wird die einfache Schiebung des kubisch flächenzentrierten Atomgitters vollständig ermittelt. Diese ist wie beim raumzentrierten Gitter eine reziproke Schiebung und die Größe der Schiebung ist gleich groß der des raumzentrierten Gitters. Die Schiebungselemente sind:

$$K_1 = (111),\ K_2 = (11\bar{1}),\ \eta_1 = [11\bar{2}],\ \eta_2 = [\overline{11}2],\ \varphi = 70^0\,31'\,45'',$$
$$s = 0{,}7071,\ S = (1\bar{1}0).$$

4. Beim kubisch flächenzentrierten Atomgitter ist die dichtestbesetzte Netzebene sowohl Translationsebene als auch Zwillingsebene.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. Sauerwald für die Überlassung des Themas dieser Arbeit, für die Ratschläge zu derselben und für das große Intresse an dieser meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Herrn Dr. phil. Bruno Schmidt danke ich aufrichtigst für jegliche Unterstützung, insbesondere aber für die Einführung in die Gebiete der Kristallographie und Physik.

Tabelle 1. **Verformungsbrüche.**

Krist.-Nr.	Temperatur °C	Zerreißfestigkeit kg/mm²	Bemerkungen
1′	−113	29,95	SWW
2′	−106	25,95	SWW
3′	− 99	25,85	WW
4′	− 98	29,9	WW
5′	− 97	30,15	WW
6′	− 90	25,4	SWW (Kr)
7′	−136	37,5	WW

Tabelle 2. **Spaltbrüche.**

Krist.-Nr.	Art der Orientierungsbestimmung	Temp. °C	Zerreißfestigkeit kg/mm²	Materialien	Bemerkungen
1	röntgenometr.	− 185	30,6	SWW (Kr)	—
2	„	− 183	27,3	WW	—
3	„	− 181	26,5	SWW (Kr)	größere eingespr. Kristalle beteiligt
4	goniometrisch	− 173	27,6	WW	—
5	„	− 154	29,7	SWW (Kr)	$^2/_3$ der Bruchfläche Korngrenz.-Brüche
6	„	− 148	27,8	„	—
7	„	− 146	31,8	„	$^1/_2$ der Bruchfläche Korngrenz.-Brüche
8	„	− 141	32,6	„	—
9	„	− 123	29,8	„	$^1/_2$ der Bruchfläche Korngrenz.-Brüche
10	„	− 102	25,0	„	2 kleinere Kristalle an Spaltfl. beteil.
11	„	− 98	26,9	„	—

Tabelle 3. **Fe-Einkristall 1.**

Breitseite: 4 Gleitspurrichtungen (I, II, III, IV).
Spaltebene: 2 „ (1, 2) (Flächendiagonalen).

Kombinationen der Geraden	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {112}	Anderweitige Lagen
1 mit I	15°	17°	auf [011]-Zone, 10° von {111} und 25° von {011} entfernt.
2 „ I*	3	1	—
1 „ II*	0	2	—
2 „ II	55	22	auf [011]-Zone, 13° von {001} und 22° von {112} entfernt.
1 auf III*	1	0,5	—
2 „ III	62	18	auf [011]-Zone, 17° von {001} und 18° von {112} entfernt.
1 mit IV	24	20	auf [011]-Zone, 1° v. {111} entf.
2 „ IV*	2	0,5	—

* Die praktische Übereinstimmung mit {112} ist durch ein Sternchen hervorgehoben.

Tabelle 4. **Fe-Einkristall 3.**

Breitseite: 3 Gleitspurrichtungen (I, II, III).
Spaltebene: 4 „ (1, 2, 3, 4) 1 u. 2 s. [011]-Ger. 3 u. 4 s. [012]-Ger.

Kombinationen der Geraden	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {112}	Anderweitige Lagen
1 mit I	6°	4°	auf [011]-Zone, 4° von {112} entfernt in Richtg. {111}.
2 „ I*	1	0,5	—
1 „ II*	0	0	—
2 „ II	14	5	auf [011]-Zone, 5° von {112} entfernt in Richtg. {001}.
1 „ III	14	16	auf [011]-Zone, genau {122}.
2 „ III	11	18	auf [011]-Zone, 18° von {111} und 17° von {011} entfernt.
3 „ III*	0	0	—
4 „ III*	2	1	—

Die weiteren Kombinationen von I und II mit 3 und 4 fallen weit heraus ähnlich den Kombinationen von III mit 1 und 2.

Tabelle 5. **Fe-Einkristall 2.**

Breitseite: 2 Gleitspurrichtungen (I, II).
Spaltebene: 2 „ (1, 2) (Flächendiagonalen).

Kombinationen der Geraden	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {112}	Anderweitige Lagen
I mit 1*	0,5°	0,5°	—
I „ 2	36	35	auf [011]-Zone, 8° von {001} und 28° von {112} entfernt.
II „ 1	0	30	genau {011}.
II „ 2*	0	0	—

Tabelle 6. **Fe-Einkristall X_2.**

Breitseite: 2 Gleitspurrichtungen (I, II).
Spaltebene: 2 „ (1, 2) (Flächendiagonalen).
Schmalebene: 2 „ (3, 4).

Kombinationen der Geraden	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {112}	Anderweitige Lagen
I mit 1	8°	6°	auf [011]-Zone, 13° von {111} und 7° von {112} entfernt.
I „ 2*	0,5	0,5	—
II „ 1*	3,5	3	—
II „ 1	30	16	auf [011]-Zone, 20° von {011} und 17° von {112} entfernt.
I „ 3	3	9	3° von {123} entfernt.
I „ 4*	2	2	—
II „ 3	6	25	2° neben [011]-Zone und 8° von {011} entfernt.
II „ 4*	2	2	—

Tabelle 7. **Fe-Einkristall X_3.**

Breitseite: 4 Gleitspurrichtungen (I, II, III, IV).
2 Spaltebenen: Je 2 „ (1, 2 u. 3, 4) (Flächendiagonalen).
2 Schmalseiten: 4 „ (1′, 2′, 3′, 4′).

Kombinationen der Geraden	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {112}	Anderweitige Lagen
I mit 1	8°	6°	auf [011]-Zone; 6° von {112} in Richtung {001} entfernt.
I „ 2*	0,5	1	—
I „ 3 u. 4	⟶	⟶	fallen weit heraus.
II „ 1 u. 2	⟶	⟶	fallen weit heraus.
II „ 3*	2	2	—
II „ 4	⟶	⟶	fallen weit heraus.
III „ 1*	3	2	auf [011] Zone; 7° von {111} in Richtung {112} entfernt.
III „ 2	25	23	fallen weit heraus.
III „ 3 u. 4	⟶	⟶	fallen weit heraus.
IV „ 1	20	20	auf [011]-Zone; 1° von {111} in Richtung {011} entfernt.
IV „ 2*	3	2	—
IV „ 3 u. 4	⟶	⟶	fallen weit heraus.

Die Gleitspurrichtungen auf den Schmalseiten (1′—4′) sind infolge der gerundeten Oberfläche nur sehr fehlerhaft in ihren Richtungen bestimmbar. Es ergibt sich ein Fehler von 4° gegenüber der Längskante als Bezugsrichtung, und ein Fehler von 6° bezüglich des Winkels Schmalseite-Breitseite. Daher ist ein Schluß aus den Kombinationen der Richtungen der Breitseite mit denen der Schmalseite nicht zu ziehen.

Tabelle 8. **Fe-Einkristall R_1.**

Schmalseite: 2 Richtungen (1, 2) Vergrößerung V = 50.
Breitseite: 3 „ (I, II, III) V = 50 u. V = 840.

Kombinationen der Richtungen	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {123}	Anderweitige Lagen
I mit 1	6°	6°	
I „ 2*	0,5	0	
II „ 1	12	5	
II „ 2*	0	1	
III „ 1	⟶	⟶	liegen zwischen den Zonen [001] u. [011]; 13° u. 16° von {001} entfernt.
III „ 2			

Tabelle 9. **Fe-Einkristall R_2.**

Schmalseite: 1 Richtung (1) V = 50.
Breitseite: 6 „ (I, I′, II, III, III′, IV) V = 50.

Kombinationen der Richtungen	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {123}	Anderweitige Lagen
1 mit I*	0°	2°	—
1 „ I′	0	5,5	genau {134}.
1 „ IV	0	8	3° von {112}.
1 „ II	3	17	4° v. {011}; 1° neben [011]-Zone.
1 „ III	5	9	fallen weiter heraus.
1 „ III′	6	5	

Tabelle 10. **Fe-Einkristall R_{3b}.**

Schmalseite: 2 Richtungen (1, 2) V = 250.
Breitseite: 2 „ (I, II) V = 250.

Kombinationen der Richtungen	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {123}	Anderweitige Lagen
I mit 1*	1°	1,5°	—
I „ 2	40	23	8° von [001]-Zone u. 20° von {011} entfernt.
II „ 1	27	14	auf [011]-Zone; 12° von {111} entfernt.
II „ 2*	1	0	—

Tabelle 11. **Fe-Einkristall R_{3a}.**

Schmalseite: 4 Richtungen (1, 2, 3, 4) V = 100 u. V = 200.
Breitseite: 3 „ (I, II, III) V = 100 u. V = 200.

Kombinationen der Richtungen	Abweichung v. d. [111]-Zone	Abweichung von {123}	Anderweitige Lagen
I mit 1	28°	7°	fällt weit heraus.
I „ 2	4,5	15	5° von {011}.
I „ 3*	2	4	—
I „ 4	⟶	⟶	fällt weit heraus.
II „ 3*	0	1	—
II „ 4	6	6	außerh. d. festges. Fehler-Gr.
III „ 3	3	4,5	„ „ „ „
III „ 4*	4	2,5	—

Tabelle 1 a.

Kubisch flächenzentrierte Gitter.

Millersche Indizes	Netzebenenabstand d	Es decken sich jede . . . Ebene	Kürzester Atomabstand auf einer Netzebene	Kürzester Atomabstand zwischen 2 benachbarten Ebenen	Dieser Abstand verringert sich auf Mindestabstand g durch „Gleitung“ auf [. . .]	Besetzungsdichte
{001}	0,50000	2. (1. mit 3.)	0,70705	0,70705	*0,6124* [011] 0,5000 [001]	0,86599
{011}	0,3535	2. (1. mit 3.)	0,70705	0,70705	*0,6124* [011] 0,5000 [001]	0,61235
{111}	0,57736	3. (1. mit 4.)	0,70705	0,70705	*0,6124* [011] **0,6770** *)	1,00000
{012}	0,22361	10. (1. mit 11.)	0,70705	0,70705	0,5000 [001] 0,22361 [012]	0,38728
{013}	0,15812	20. (1. mit 21.)	1,00000	0,70705	0,5000 [001] 0,15812 [013]	0,27385
{112}	0,20412	6. (1. mit 7.)	0,70705	0,70705	*0,6124* [011] 0,3820 [111]	0,35356
{014}	0,12145	34. (1. mit 35.)	1,00000	0,70705	0,5000 [001] 0,5154 [014]	0,21003
{113}	0,30166	11. (1. mit 12.)	0,70705	0,70705	*0,6124* [011] 0,30166 [013]	0,52222
{123}	0,13336	28. (1. mit 29.)	1,22475	0,70705	0,37268 [012] 0,1336 [032]	0,20256

Sämtliche Zahlen gelten für die Würfelkante der Elementarzelle a = 1, ausgenommen die Zahlen der Besetzungsdichte; die Zahl 0,70705 $= \frac{a}{2} \cdot \sqrt{2}$, d. i. die halbe Flächendiagonale.

*) Dieser Wert errechnet sich bei der „Zickzack“-Bewegung, die parallel zu je zwei [112] Richtungen erfolgt.

Tabelle 1 b.

Kubisch raumzentrierte Gitter.

Millersche Indizes	Netzebenenabstand d	Es decken sich jede ... Ebene	Kürzester Atomabstand auf einer Netzebene	Kürzester Atomabstand zwischen 2 benachb. Ebenen	Dieser Abstand verringert sich auf Mindestabstand g durch „Gleitung“ auf [...]	Besetzungsdichte	Bemerkungen
{001}	0,50000	2. (1. mit 3.)	1,00000	0,86605	0,70705 [001] 0,50000 [011]	0,70711	Nur mit Eckpunkten od. nur mit Raumpunkten besetzt
{011}	0,70705	2. (1. mit 3.)	0,86605	0,86605	0,70705 [001] [011] *0,81649* [111] **0,82900** *)	1,00000	Mit Eck- und Raumpunkten besetzt
{111}	0,288663	3. (1. mit 4.)	1,41410	0,86605	0,50000 [011]	0,40827	Nur mit Eckpunkten od. nur mit Raumpunkten besetzt
{012}	0,22361	10. (1. mit 11.)	1,00000	0,86605	0,70705 [001] 0,54800 [012]	0,31622	Nur mit Eckpunkten od. nur mit Raumpunkten besetzt
{013}	0,31623	10. (1. mit 11.)	1,00000	0,86605	0,70705 [001] 0,31623 [013]	0,44721	Mit Eck- und Raumpunkten besetzt
{112}	0,408247	6. (1. mit 7.)	0,86605	0,86605	0,70705 [001] *0,81649* [111]	0,57737	Mit Eck- und Raumpunkten besetzt
{014}	0,12145	34. (1. mit 35.)	1,00000	1,65830 — mit d. übernächst. Eben. 0,86605 —	→1,58115 [001] →0,70705 [014]	0,17150	Nur mit Eckpunkten od. nur mit Raumpunkten besetzt
{113}	0,15083	22. (1. mit 23.)	1,41410	0,86605	0,70705 [001] mit der übernächst. Ebene	0,21320	Nur mit Eckpunkten od. nur mit Raumpunkten besetzt
{123}	0,2667	14. (1. mit 15.)	0,86605	0,86605	*0,81649* [111]	0,37820	Mit Eck- und Raumpunkten besetzt

Sämtliche Zahlen außer der Besetzungsdichte gelten für die Würfelkante der Elementarzelle $a = 1$; die Zahl $0{,}86605 = \frac{a}{2} \cdot \sqrt{3}$, d. i. die halbe Raumdiagonale.

*) Dieser Wert errechnet sich bei der „Zickzack“-Bewegung, die parallel zu einer [011] und einer [311] Richtung erfolgt.

Tabelle 2a.

Flächenzentrierte Gitter.

Indizes	n [1]	Besetzungsdichte b	Eindrücke Zahl	Eindrücke Tiefe	Widerstandswert W [2]	Bemerkungen
{011}	2	0,6124	2 0	0,04733 0,04733	$0{,}09466 \cdot b = 0{,}05795$	
{133}	3	0,3973	2 1 0	0,04733 0,04733 0,04733	$0{,}14199 \cdot b = 0{,}0564$	
{122}	4	0,2916	2 1 1 0	0,04733 0,04733 0,04733 0,04733	$0{,}18932 \cdot b = 0{,}0502$	
{111}	1	1,0000	1 4	0,04733 0,02019	$0{,}04733 \cdot b = 0{,}04733$ $0{,}08076 \cdot b = 0{,}08076$	Geradl. Gleitung Zickzack-Gleitung
{112}	3	0,3536	2 1 1	0,04733 0,04733 0,04733	$0{,}18932 \cdot b = 0{,}06695$	
{113}	2	0,5222	2 1	0,04733 0,04733	$0{,}14199 \cdot b = 0{,}07415$	
{114}	5	0,2034	2 2 1 2 1	0,04733 0,04733 0,04733 0,04733 0,04733	$0{,}37864 \cdot b = 0{,}07735$	
{115}	3	0,3340	2 2 1	0,04733 0,04733 0,04733	$0{,}23665 \cdot b = 0{,}07905$	
{001}	1	0,8660	2	0,04733	$0{,}09466 \cdot b = 0{,}08195$	

[1] n = Anzahl der an der Begrenzungsfläche eines Gitterpaketes beteiligten Netzebenen.

[2] W = Widerstandswert; dieser ist das Produkt aus Besetzungsdichte, Eindruckhäufigkeit und Eindrucktiefe.

Tabelle 2b.

Raumzentrierte Gitter.

Indizes	n	Besetzungsdichte b	Eindrücke Zahl	Eindrücke Tiefe	Widerstandswert W	Bemerkungen
{011}	1	1,0000	2 2	0,01850 0,02478	0,0370 · b = 0,0370 0,04956 · b = 0,04965	Zickzack-Gleitg. Geradl. Gleitung
{112}	2	0,5774	3 1	0,02478 0,02478	0,09912 · b = 0,0572	
{123}	3	0,3782	3 2 1	0,02478 0,02478 0,02478	0,14868 · b = 0,0512	
{134}	4	0,2777	3 2 2 1	0,02478 0,02478 0,02478 0,02478	0,19824 · b = 0,05005	
{145}	5	0,2185	3 2 2 2 1	0,02478 0,02478 0,02478 0,02478 0,02478	0,24780 · b = 0,0541	
{1 20 21}	21	0,0483	3 2 2 19 mal 2 1	0,02478 0,02478 0,02478 19 mal 0,02478 0,02478	1,04076 · b = 0,05028	
{347}	7	0,1802	3 2 1 3 1 3 1	0,02478 0,02478 0,02478 0,02478 0,02478 0,02478 0,02478	0,34690 · b = 0,06250	

Tabelle 3a.

Flächenzentrierte Gitter.

Indizes	Netzebenenabstand d	Abhebung a	n [1]	$a' = x \cdot \frac{a}{d}$	$\sum a'$	Besetzungsdichte b	b. $\sum a' = W$ [2]	Abhebung bei geradliniger Gleitung
{011}	0,3535	0,1465	2	1,1721 0,1465	1,3186	0,6124	0,8075	0,1465
{133}	0,2294	0,1425	3	1,46416 0,58566 0,14641	2,19623	0,3973	0,87247	0,1916
{122}	0,1666	0,1381	4	1,70945 0,53725 0,53725 0,14652	2,93047	0,2916	0,85499	0,2244
{111}	0,5774	0,0350	1	0,1287	0,1287	1,0000	0,1287	0,09963
{112}	0,2041	0,0917	3	1,0060 0,2118 0,3706	1,5884	0,3536	0,5617	0,2044
{113}	0,3016	0,1017	2	0,95374 0,23844	1,19218	0,5222	0,6226	0,2624
{114}	0,1179	0,1061	5	0,99690 0,67874 0,25453 0,99690 0,25453	3,18160	0,2043	0,64913	0,2545
{115}	0,1925	0,1082	3	1,06864 0,66790 0,26716	2,00370	0,3340	0,6692	0,2115
{001}	0,5000	0,1124	1	0,6358	0,6358	0,866	0,5506	0,1124

[1]) n = Anzahl der an der Begrenzungsfläche eines Netzebenenpaketes beteiligten Netzebenen.

[2]) W = Widerstandswert.

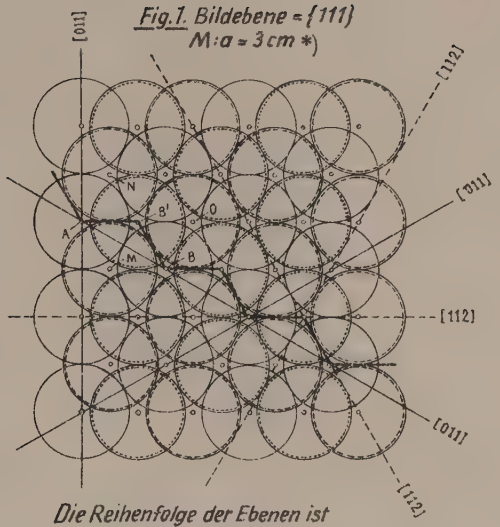
Tabelle 3b.

Raumzentrierte Gitter.

Indizes	Netzebenenabstand d	Abhebung a	n [1]	$a' = x \cdot \frac{a}{d}$	$\sum a'$	Besetzungsdichte d	b. $\sum a' = W$	Abhebung bei geradliniger Gleitung
{112}	0,40825	0,09175	2	0,48648 0,0973	0,58378	0,5774	0,33707	0,09175
{347}	0,1163	0,0914	7	0,49432 0,26742 0,09724 0,49432 0,09724 0,49432 0,09724	2,0421	0,1802	0,36799	0,1948
{123}	0,2667	0,0903	3	0,5375 0,2443 0,0977	0,8795	0,3782	0,33263	0,1271
{134}	0,1961	0,08797	4	0,6151 0,2266 0,2266 0,0971	1,1654	0,2777	0,32363	0,1529
{145}	0,1543	0,0865	5	0,7040 0,2185 0,2185 0,2185 0,0971	1,4566	0,2185	0,31827	0,1733
{1 20 21}	0,0345	0,0802	21	0,2099 0,1966 19 mal 0,0959	6,0412	0,0483	0,29179	0,2562
{011}	0,7071	0,04295	1	0,10514	0,10514	1,0000	0,10514	0,0567

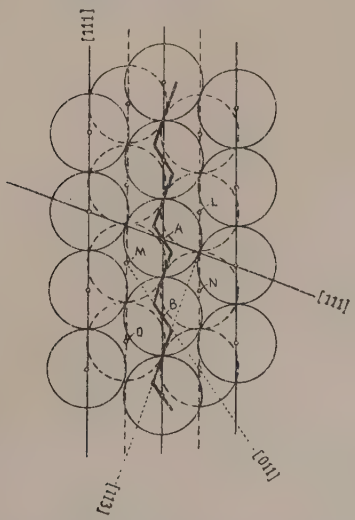
[1]) Siehe Tabelle 3a.

Fig. 1. Bildebene = {111}
M : a = 3 cm *)



Die Reihenfolge der Ebenen ist
von unten nach oben: Ebene 1 ———
Ebene 2 ·····
Ebene 3 – – – –
Ebene 4 ———

Fig. 2. Bildebene = {011}



*) Die Maßstäbe beziehen sich auf die Originalzeichnungen; diese sind um etwa 2/5 verkleinert wiedergegeben.

Fig.3a.
Kub. flächenzentr.
Gitter.
Schnitt ⊥ [011]

M: a = 5 cm

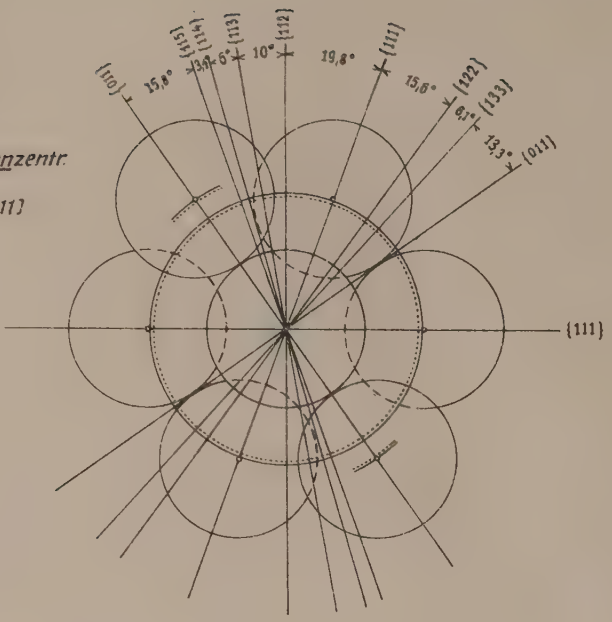
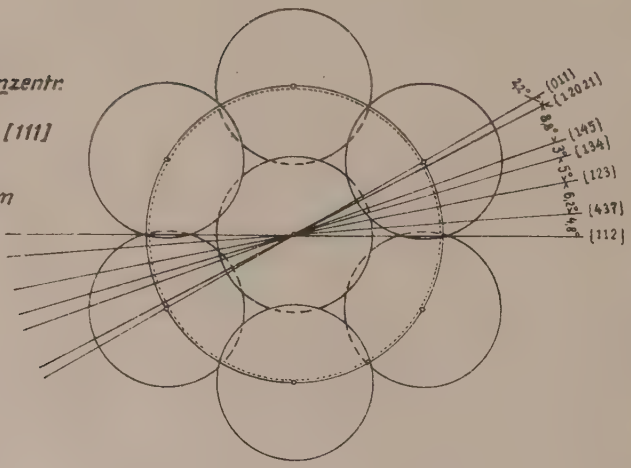
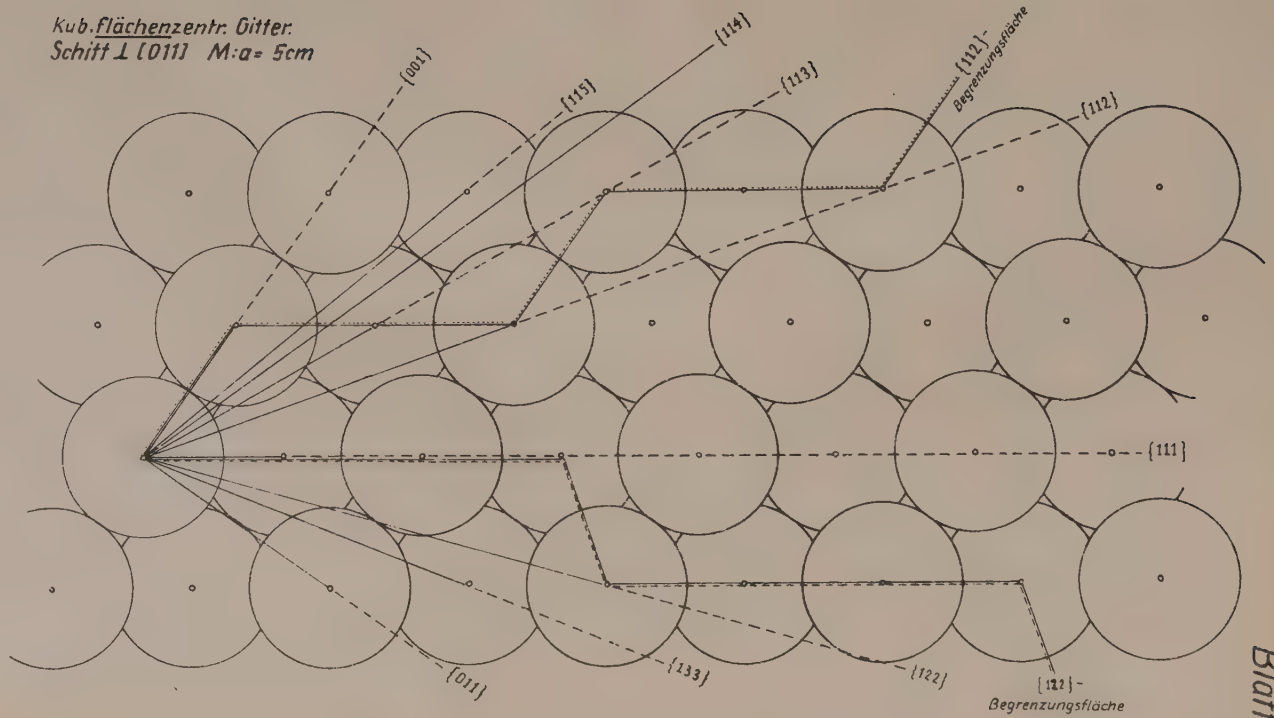


Fig.4a.
Kub. raumzentr.
Gitter.
Schnitt ⊥ [111]

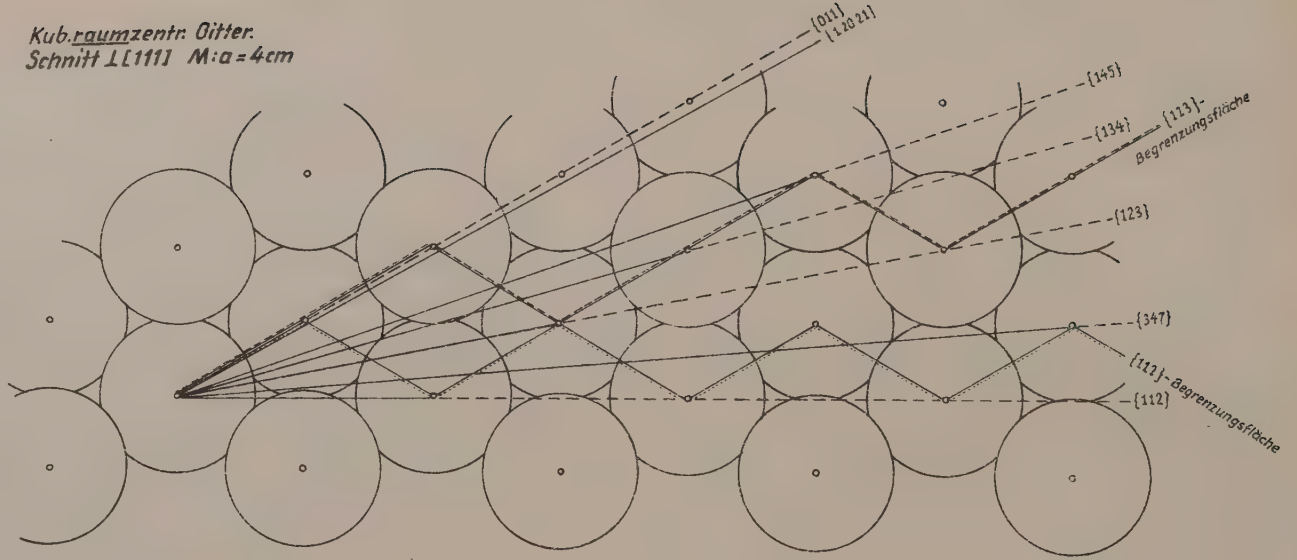
M: a = 4 cm




Kub. Flächenzentr. Gitter.
Schnitt ⊥ [011] M:a = 5cm
{001}
{115}
{114}
{113}
{112}-
Begrenzungsfläche
{112}
{111}
{011}
{133}
{122}
{122}-
Begrenzungsfläche

Blatt 3

Kub. raumzentr. Gitter.
Schnitt ⊥ [111] M: a = 4cm



Blatt 4

Fig.1.

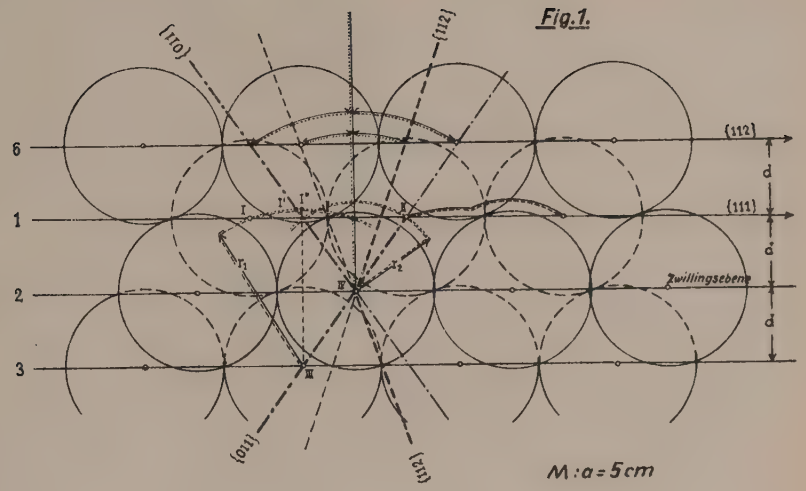

(110)
(112)
(112)
(111)
(011)
(211)
6
1
2
3
d
d
d
Zwillingsebene
M : a = 5 cm

Fig.2.

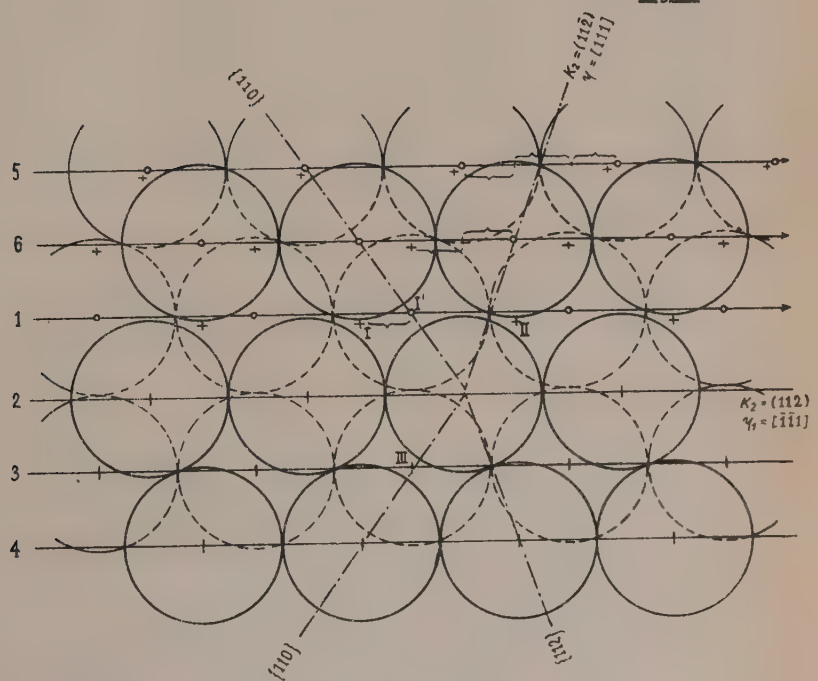
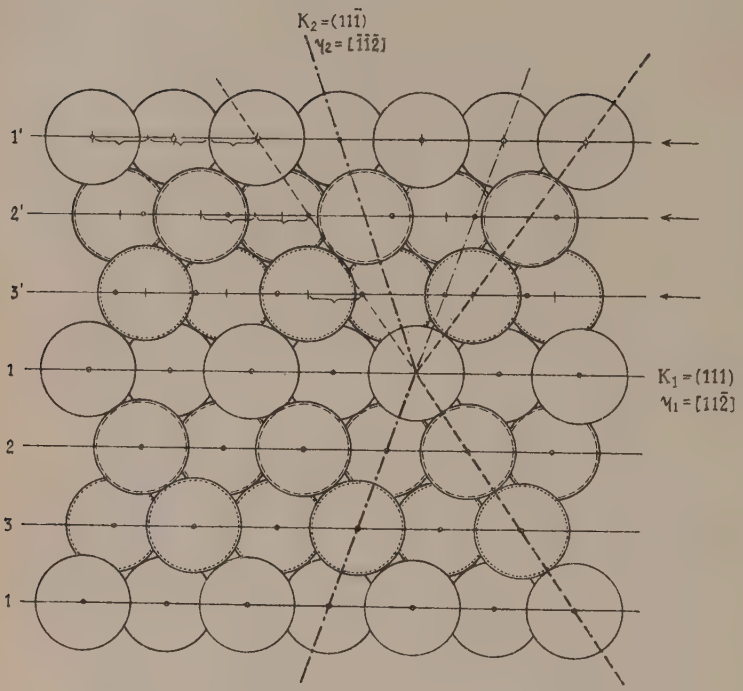
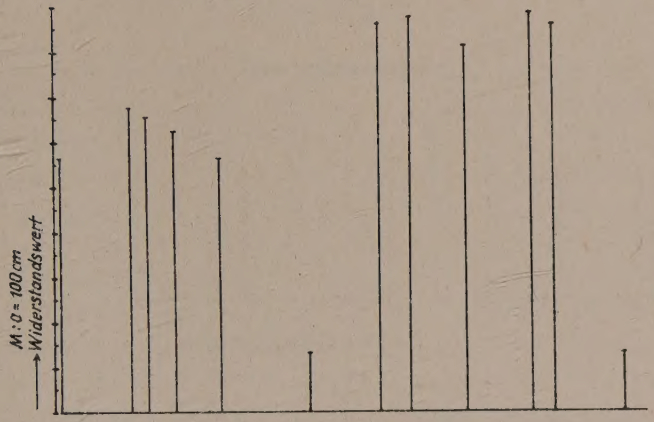

(110)
$K_2 = (11\bar{2})$
$\eta = [111]$
5
6
1
2
3
4
$K_2 = (112)$
$\eta_1 = [\bar{1}\bar{1}1]$
(110)
(112)

Fig. 2. M : a = 3 cm

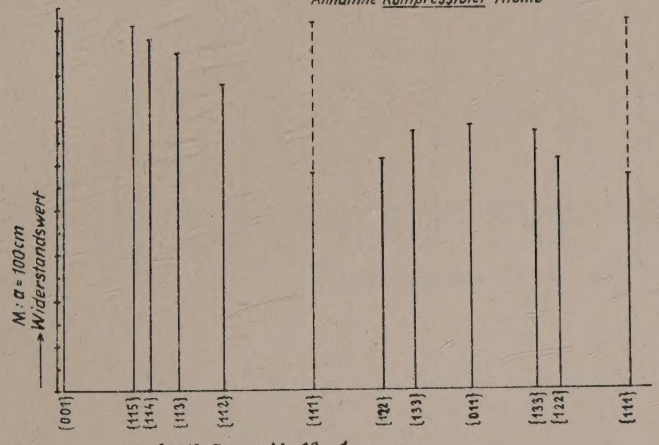

$K_2 = (11\bar{1})$
$\gamma_2 = [\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$
1'
2'
3'
1
2
3
1
$K_1 = (111)$
$\gamma_1 = [11\bar{2}]$

Kub. flächenzentr. Gitter.

Annahme starrer Atome

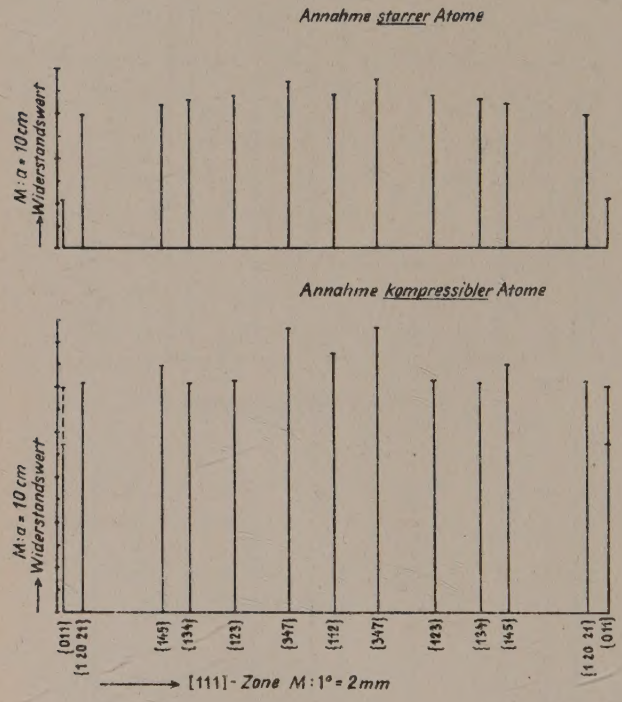


Annahme kompressibler Atome



[011]-Zone- M: 1° = 1mm

Kub. raumzentr. Gitter.



Lebenslauf.

Am 19. Februar 1904 wurde ich in Straßburg im Elsaß als Sohn des Oberingenieurs Georg Sossinka und seiner Frau Anna geb. Wahl geboren. Nach Besuch der Volksschule in Weidenau, Kr. Siegen und in Oderberg, Tschechoslowakei, trat ich im Herbst 1914 in das dortige Deutsche Staats-Reform-Realgymnasium ein und erhielt im Juni 1922 das Reifezeugnis. Das Wintersemester 1922/23 belegte ich als Hörer an der Technischen Hochschule Breslau. Nach einjähriger praktischer Tätigkeit begann ich im Sommersemester 1924 das Studium an der Technischen Hochschule Breslau bei der Fakultät für Maschinenwirtschaft, wählte in der Fachrichtung für Maschinenbau den Studienplan der Richtung für Fertigung und beendete mein Studium mit dem Diplomhauptexamen im Februar 1930. Seit Sommer 1930 arbeitete ich in dem Institut für Metallkunde an der Technischen Hochschule und war zwei Jahre mit der vorliegenden Arbeit beschäftigt.

Breslau, Juli 1933.

Hans-Georg Sossinka.